PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 16. 15. August 1905. 6. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 17 am 23. August 1905.

INHALT.

Originalmitteilungen:

E. Dorn, E. Baumann u. S. Valentiner, Über die Einwirkung der Radiumemanation auf pathogene Bakterien. S. 497.

P. Ewers, Über die Geschwindigkeit der Kanalstrahlenteilchen. S. 500.

P. Drude, Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie. S. 502.

H. Brandes, Über ein Vakuumthermoelement. S. 503.

S. Sano, Magnetostriktion. S. 505.

A. Schmauß, Elektrische Herstellung von kolloidalem Eisen. S. 506.

G. W. Stewart, Apparaten-Tische für elektrische Laboratorien. S. 507.

K. Honda, Ein tragbarer Gezeitenmesser mit Luft und Quecksilber. S. 508.

W. Pscheidl, Neue Berechnung einer aplanatischen Brenn- und Beleuchtungslinse. S. 511.

K. Strehl, Über die angeblich anomale Fortpflanzung des Lichtes im Brennraum. S. 513.

M. Reinganum, Dichtebestimmung des Chlors bei hohen Temperaturen. S. 514.

Vorträge und Reden:

G. W. Kahlbaum, Über die Veränderlichkeit des spezifischen Gewichtes beim Ziehen, Walzen, Pressen und Tordieren an Drähten. S. 516.

Besprechungen:

M. Planck, Vorlesungen über Thermodynamik. S. 520.

J. Weil, Elektrizität gegen Feuersgefahr. S. 520.

Deutscher Kalender für Elektrotechniker. 1905. S. 520.

R. Krause, Die gebräuchlichen Wechselstromwickelungen der Ein- und Mehrphasen-Maschinen. S. 521.

F. Klein und E. Riecke, Neue Beiträge zur Frage des mathematischen und physikalischen Unterrichts an den höheren Schulen. S. 521.

E. Rosenthal, Über die elastische Nachwirkung bei Aneroid-Barographen. S. 522.

W. Foerster, Astrometrie oder die Lehre von der Ortsbestimmung im Himmelsraume, zugleich als Grundlage aller Zeit- und Raummessung. I. S. 522.

C. Jelineks Anleitung zur Ausführung meteorologischer Beobachtungen nebst einer Sammlung von Hilfstafeln. I. S. 523.

R. Börnstein, Unterhaltungen über das Wetter. S. 523.

G. H. Darwin, Ebbe und Flut sowie verwandte Erscheinungen im Sonnensystem. S. 523.

F. Linke, Luftelektrische Messungen bei zwölf Ballonfahrten. S. 524.

H. Wagner, Die Dampfturbinen. S. 524.

E. T. Whittaker, Analytische Dynamik punktförmiger und starrer Körper nebst einer Einführung in das Dreikörperproblem. S. 525.

E. Mach, Die Mechanik. S. 525.

J. Swinburne, Entropie oder Thermodynamik vom Standpunkt eines Ingenieurs. S. 525.

M. Abraham, Theorie der Elektrizität. I. S. 527.

J. Classen, Theorie der Elektrizität und des Magnetismus. II. S. 527.

A. H. Bucherer, Mathematische Einführung in die Elektronentheorie. S. 528.

C. F. Gauß, Allgemeine Grundlagen einer Theorie der Gestalt von Flüssigkeiten im Zustand des Gleichgewichts. S. 528.

Berichtigung. S. 528.

Personalien. S. 528.

Gesuche. S. 528.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Einwirkung der Radiumemanation auf pathogene Bakterien.

Von E. Dorn, E. Baumann und S. Valentiner.

Kleinere Tiere werden durch Einatmen von Radiumemanation getötet[1]); dies legt die Frage nahe, ob diese eine ähnliche zerstörende Wirkung auf Bakterien, insbesondere pathogene, ausübt[2]).

Bei unseren Versuchen in dieser Richtung dienten zur Gewinnung der Emanation zunächst 4 Lösungen von Barium-Radiumchlorid der auf Uran bezogenen Aktivität 240, 240, 1000 in nicht genau bekannter Menge und 0,5 g der Aktivität 3000 in kleinen Gaswaschflaschen.

Weit kräftiger wirkten 30 mg reines Radiumbromid von Giesel, die in wenigen Tropfen Wasser gelöst, in einem kleinen offenen Fläschchen auf dem Boden eines kurzen Reagenzglases sich befanden. Den verschließenden Gummistopfen durchsetzten ein nahe zum Boden reichendes und ein kurzes Röhrchen.

Sollte Luft oder Flüssigkeit in einem Versuchsraum mit Emanation beladen werden, so wurde dieser durch einen Gummistopfen mit langem und kurzem Glasröhrchen verschlossen. Zur Vermeidung einer Verunreinigung durch Luftkeime waren vor beide Röhrchen Wattefilter gelegt; diese sowie die sämtlichen zwischen ihnen befindlichen Glas- und Gummiteile waren vorher in der Hitze sterilisiert.

Aus dem so geschützten Versuchsgefäß, der Emanationsquelle und einem kleinen Gummigebläse, das einerseits drückte und andererseits saugte, wurde ein nach außen abgeschlossener Kreis hergestellt, in dem man dieselbe Luftmenge beliebig zirkulieren lassen konnte.

Der Emanationsgehalt wird nach dem Verhältnis der Entnahme und Neubildung in der aktiven Substanz variiert haben.

Aus besonderen Beobachtungen schlossen wir, daß 1 Liter analog wie bei den Versuchen behandelte Luft in 1 Minute $5{,}8 \cdot 10^6$ bezw. $3{,}0 \cdot 10^7$ elektrostatische Einheiten der Elektrizitätsmenge entladen hätte, je nachdem die vier Flaschen oder die 30 mg Radiumbromid verwendet wurden. In beiden Fällen war die Emanation etwa 8 Tage angesammelt.

Eine Vergleichung der Aktivität beider Präparate durch Entladung eines Braunschen Elektrometers führte auf eine nahe übereinstimmende Verhältniszahl (5).

1) Bouchard, Curie et Balthazard, Comptes rendus 138, 1384, 1904; Dorn u. Wallstabe, d. Zeitschr. 5, 568, 1904.

2) Danysz u. Curie machen über einige Versuche derart kurze Mitteilung Comptes rendus **136**, 461, 1903.

I. Für die meisten Versuche haben wir Typhusbazillen verwandt, deren rasches Wachstum eine schnelle Entscheidung über das Ergebnis ermöglicht.

1. Agar, in einem Reagenzglas von etwa 15 cm Länge und 2 cm Durchmesser schräg erstarrt, wurde mit einer Öse Typhusbouillonkultur gleichmäßig bestrichen und sofort der Einwirkung der Emanation ausgesetzt, wobei das Gebläse 10—15 Minuten im Gange erhalten wurde. Während der Versuchsdauer — in der Regel 2 bis 3 Tage — wurde das Durchblasen täglich 1—2 mal ausgeführt.

Bei Tage wurde das Präparat und ebenso ein mit der gleichen Typhuskultur bestrichenes Kontrollrohr, in einem Wasserbade auf 36° C. erhalten, über Nacht auf Zimmertemperatur.

Die sämtlichen 11 Versuche dieser Art führten qualitativ zu dem gleichen Ergebnis: während im Kontrollrohr schon nach 24 Stunden starkes Wachstum bemerkbar war, zeigte sich im Versuchsrohr auf dem Agar sehr wenig oder gar nichts, nur in dem auf dem Boden sich ansammelnden Kondenswasser, sowie an den von herabtropfendem Kondenswasser benetzten Stellen des Agar trat eine Entwickelung der Typhusbazillen ein.

Durch einen besonderen Kontrollversuch wurde noch nachgewiesen, daß Hindurchblasen emanationsfreier Luft die Entwickelung der Typhusbazillen nicht im geringsten beeinträchtigt.

2. Das senkrecht gestellte Reagenzglas wurde bis zu $^1/_3$ seiner Höhe mit Gelatine gefüllt und diese durch ein Wasserbad von 37° flüssig erhalten. Durch das in die Gelatine tauchende fast bis zum Boden reichende Zuführungsröhrchen wurde 15 Minuten der emanationshaltige Luftstrom wie oben[1]) hindurchgetrieben, sodann die Gelatine mit Typhusbouillon geimpft und nochmals eine Minute Emanation hindurchgeblasen.

Dann wurde das Zuführungsröhrchen so weit emporgezogen, daß es nicht mehr in die Gelatine eintauchte, diese durch Abkühlung auf 15° zum Erstarren gebracht, und wieder 10—15 Minuten Emanation — nunmehr durch den Luftraum über der Gelatine — hindurchgeblasen. Dies wurde während der folgenden Tage ein- bis zweimal täglich wiederholt.

Gleichzeitig wurde ein zweites Reagenzglas mit Gelatine und Typhusimpfung ebenso mit emanationsfreier Luft behandelt.

Beide Präparate wurden durch schwarzes Papier gegen Licht geschützt.

Bei einem Versuch (30 mg Radiumbromid) zeigten nach 5 Tagen Hauptröhre und Kontrollröhre merklich gleiche Trübung durch Typhuskolonien bis nahe an die Oberfläche. Während aber beim Kontrollrohr nach der Oberfläche zu das Wachstum am kräftigsten war, lag die Stelle stärkster Entwickelung im Versuchsrohr etwa 2 mm unter der Oberfläche, von da bis oben war die Gelatine fast klar.

Entsprechend, nur weniger deutlich, verliefen drei weitere Versuche.

3. a) Weiter wurde der Einfluß der Emanation auf Typhusbazillen in Bouillon folgendermaßen geprüft. Durch sterilisierte Bouillon, welche das Reagenzglas zu etwa einem Drittel füllte, wurde 5 Minuten Emanation geblasen, dann wurde eine Öse Typhusbouillonkultur eingeführt und weiter 10—12 Tage lang täglich 2—3 mal 10 Minuten Emanation hindurchgetrieben. Zur Kontrolle diente wieder ein gleiches mit Luft ohne Emanation behandeltes Röhrchen.

Zweimal, am 10. und 13. Tage, wurden gleiche Mengen der Bouillon zu Gelatineplatten gegossen. In drei Tagen waren in der „Emanationsplatte" nur ein Zehntel soviel Keime gewachsen, als in der andern.

b) Bei der zuletzt benutzten Anordnung befand sich über der Bouillon ein ziemlich beträchtlicher Raum, angefüllt mit emanationshaltiger Luft.

Wir änderten das Verfahren bei zwei weiteren Versuchen so ab, daß der Luftraum über der Flüssigkeit möglichst eingeschränkt wurde, indem wir ein etwa 60 ccm fassendes Erlenmeyer-Kölbchen möglichst hoch mit der Bouillon füllten.

Auch hier wurde zweimal täglich die von 30 mg Radiumbromid gewonnene Emanation je 10 Minuten hindurchgeblasen — ebenso reine Luft durch ein Kontrollkölbchen.

Ein Versuch verlief nicht ganz rein, beim zweiten wurde nach 7 Tagen je eine Öse in Gelatine geimpft und diese in Platten gegossen.

Drei Tage später zeigte die „Emanationsplatte" nur $^1/_3$ der Keime „der Luftplatte".

Nach 10 Tagen wurde nochmals abgeimpft und Platten gegossen. Nunmehr erschienen (wieder 3 Tage später) im Gesichtsfeld eines Mikroskops bei der „Emanationsplatte" 2—4 Kolonien, bei der „Luftplatte" aber zahllose.

4. Zum Vergleich haben wir Typhuskulturen der Strahlung[1]) von 5 mg reinen Radiumbromides ausgesetzt, welches in ein dünnwandiges Glasröhrchen eingeschmolzen war. Hierdurch war die Emanation und die α-Teilchen ausgeschlossen; nur β-Teilchen und γ-Strahlen gelangten zur Wirkung.

Auf die in einer Petrischale befindliche Gelatineschicht, in welche vorher eine Öse Typhusbouillonkultur eingesät war, wurde ein feiner Drahtring und auf diesen das Röhrchen mit dem Radiumbromid gelegt.

1) Die Bewegung der Luft erfolgte stets im geschlossenen Kreise.

1) Ältere derartige Versuche s. u. A. bei Aschkinass u. Caspari Archiv für die ges. Physiologie **88**, 1901.

Nach 5 Tagen waren mit dem Mikroskop unter den Radiumsalzkristallen gar keine, unter dem übrigen Stück des Röhrchens nur vereinzelte Kolonien erkennbar. In einer Kontrollschale zeigten sich überall zahlreiche Kolonien.

Bei einem zweiten entsprechenden Versuch ließ sich am 5. Tage mit dem Mikroskop eine deutliche Grenze der Radiumwirkung in 10—15 mm Abstand vom Röhrchen feststellen, innerhalb deren nur einzelne Kolonien sich entwickelt hatten. Abimpfungen auf Agar und Bouillon aus bestrahlten Stellen dieses Präparats im Vergleich mit nicht bestrahlten zeigten deutlich, daß eine Abtötung der Keime stattgefunden hatte.

Eine nur 24stündige Bestrahlung einer drei Tage alten, kräftig angegangenen Typhuskultur auf Gelatine durch die 5 mg Radiumbromid genügte zur Abtötung der Keime nicht, denn Abimpfungen von bestrahlten Stellen auf Agar und in Bouillon zeigten deutliches Wachstum, wenn auch schwächeres, als Kontrollimpfungen von unbestrahlten Partien.

II. Wir haben auch die Erreger von Mäusetyphus, Cholera und Diphtheritis untersucht, durchgängig unter Verwendung der 30 mg Radiumbromid.

1. Mäusetyphusbazillen, 3 Versuche (wie I, 1) mit schräg erstarrtem Agar. Zweimal auf dem Agar kein Wachstum, nur Trübung; einmal, wo der Agar frisch und feucht war, auch auf diesem Entwickelung.

2. Choleravibrionen, 2 Versuche: auf Agar kein Wachstum, Trübung des Kondenswassers.

3. Diphtheriebazillen. Einmal auf Agar keine, einmal schwache Entwickelung bei kräftiger im Kontrollrohr. Auf Löffler'schem Serum, über welches die Emanation geblasen wurde, wuchsen die Diphtheriebazillen einmal schwach, einmal überhaupt nicht, im Kontrollrohr beidemal stark.

III. Nach den oben mitgeteilten Versuchen übt die Emanation eine entwicklungshemmende und keimtötende Wirkung auf Mikroorganismen aus.

Die Radiumemanation durchläuft nach Rutherford [1]) sechs verschiedene Zustände und sendet bei den ersten Übergängen α-Teilchen, bei den späteren auch β-Teilchen und γ-Strahlen aus.

Für den Einfluß auf Mikroorganismen kommen zunächst sicher die β-Teilchen in Betracht, denn das Radium wirkt auch durch die Wand einer einschließenden Glasröhre hindurch, welche nur β-Teilchen und γ-Strahlen durchläßt. Letztere werden aber sehr wenig absorbiert, und da die absorbierten Energiemengen für die Wirkung maßgebend sind, so wird man den γ-Strahlen höchstens einen kleinen Teil derselben zuzuschreiben geneigt sein.

1) Rutherford, Radioactivity, S. 326.

Die α-Teilchen enthalten den größten Teil der von den radioaktiven Substanzen ausgesandten Energie.[1]) Sie besitzen aber eine geringe durchdringende Kraft: eine Schicht von 0,005 mm Aluminium hält bereits die Hälfte der α-Teilchen zurück[2]), und man wird die gleiche Absorption in etwa 0,01 mm Wasser erwarten dürfen.

Trotzdem erscheint es uns zweifelhaft, daß den α-Teilchen ein wesentlicher Teil der bakteriziden Wirkung zukommt, denn sie machen z. B. auf eine photographische Platte nur wenig Eindruck.

Am ehesten könnten sie noch bei der Abtötung der Keime auf Agar beteiligt sein, da die aufgestrichene Bouillonkultur nur eine sehr dünne Schicht bildet.

Für die Beurteilung der Versuchsergebnisse ist noch von Bedeutung, daß Emanation in Wasser diffundiert[3]), und daß eine nur wenig geringere Diffusion in Gelatine, Agar und Serum wahrscheinlich ist.

Bei Durchblasen und auch bei längerer Berührung teilt sich die Emanation zwischen Wasser und Luft bei Zimmertemperatur etwa im Verhältnis 0,3 : 1 für gleiche Volumina.

Bei höherer Temperatur ist der auf das Wasser entfallende Bruchteil noch geringer.

Die in gelatinösen Massen oder der Bouillon befindliche Emanation wird auch strahlen, aber die Strahlung (bezw. die Teilchen) wird schon auf einer kurzen Strecke absorbiert werden und für die β-Teilchen vielleicht in 1 mm auf die Hälfte sinken.[4])

Hiernach wird zunächst verständlich, warum bei den Versuchen unter I, 2 in der Hauptmasse der Gelatine die Typhusbazillen sich trotz des Durchblasens der Emanation (bei 37°) merklich ebenso entwickelten, wie in dem Kontrollrohr. Die nahezu keimfreie Oberflächenschicht von 2 mm Dicke ist auf Rechnung der von der Luft über der Gelatine ausgesandten β-Teilchen zu setzen; α-Teilchen würden nicht so tief eindringen.

Auch das relativ langsame Abtöten der Typhusbazillen in den fast ganz mit Bouillon gefüllten Erlenmeyer-Kolben erklärt sich leicht, besonders wenn man beachtet, daß im Laufe der Zeit eine Anreicherung des Emanationsgehaltes in dem nach außen abgeschlossenen Apparat erfolgt.

Die Emanation selbst verhält sich wie ein träges Gas, kann also nicht physiologisch wirken. Auch für die späteren Umwandlungsprodukte ist dies nicht anzunehmen, da sie zwar in Säuren, aber nicht in Wasser löslich sind. —

1) Rutherford, Radioactivity, S. 150 ff.
2) Rutherford, l. c., S. 93.
3) Wallstabe, Dissertation Halle 1903 und diese Zeitschrift **4**, 721, 1903.
4) Geschätzt nach Rutherford, S. 93.

Die meisten Versuche sind in den Monaten September bis Dezember 1904 angestellt, nur die unter I, 3b angeführten im Mai und Juni 1905.

Die verwendeten radioaktiven Substanzen sind Eigentum des physikalischen Instituts.

Herr Geh. Rat Fränkel hatte die Freundlichkeit, uns die Hilfsmittel des hygienischen Instituts zur Verfügung zu stellen, wofür ihm auch an dieser Stelle gedankt sei.

Halle a. S., 6. August 1905.

(Eingegangen 8. August 1905.)

Über die Geschwindigkeit der Kanalstrahlenteilchen.

Von P. Ewers.

In einer Arbeit[1]) „Zur Mechanik der Kanal- und Kathodenstrahlen" hatte ich durch Kombination von Messungen einerseits der in Wärme verwandelten mechanischen Energie, andererseits der von diesen Strahlen übertragenen Elektrizitätsmengen die Geschwindigkeiten der in den Kanal- und Kathodenstrahlen sich bewegenden Teilchen unter der Annahme berechnet, daß dieselben aus Atomen uns bekannter chemischer Elemente bestehen, für die die Werte für das Verhältnis der Ladung zur Masse $\frac{\varepsilon}{m}$ aus der Elektrolyse übernommen wurden; dies war eine Annahme, welche damals für die erstgenannten Strahlen wenigstens noch am nächsten lag.

In bezug auf die Kathodenstrahlen haben sich die Ansichten indessen vollkommen geklärt; man weiß, daß bei ihnen das obige Verhältnis wesentlich größer ist, und wie es scheint, mit der Geschwindigkeit abnimmt. Lege ich meinen Messungen den Wert $\frac{\varepsilon}{m} = 1{,}86 \cdot 10^7$, wie er sich aus den Kaufmannschen[2]) Versuchen ergeben hat, entsprechend den von mir gewählten Potentialdifferenzen von etwa 5000 Volt, zu grunde, so erhalte ich Werte der Geschwindigkeit, die mit den von Kaufmann erhaltenen gut übereinstimmen, wodurch die Brauchbarkeit meiner Methode erwiesen ist.

Bei den Kanalstrahlenteilchen liegen noch gewisse Schwierigkeiten vor, insofern die verschiedenen Messungen doch sehr verschiedene Werte für $\frac{\varepsilon}{m}$ ergaben, und damit auch für die Geschwindigkeiten. W. Wien hat das für die Charakterisierung einer Strahlenart höchst wichtige Verhältnis $\frac{\varepsilon}{m}$, für welches er die Bezeichnung „spezifische Ladung" einführt, experimentell bestimmt und die gewonnenen Resultate in vier[1]) Abhandlungen in den Annalen der Physik und Chemie mitgeteilt.

Seine Messungen beruhen auf der Kombination einerseits der elektrostatischen mit der magnetischen Ablenkung, anderseits der Stärke des beschleunigenden Feldes, resp. der von den Teilchen beim Auftreffen als Wärme abgegebenen Energie im Verhältnis zur transportierten Elektrizitätsmenge ebenfalls mit der magnetischen Ablenkung. Es zeigte sich hierbei, daß die Kanalstrahlen durchaus nicht einheitlicher Natur sind, sondern elektrostatisch sowie magnetisch in sehr verschiedenem Maße abgelenkt werden, wobei ein Teil von ihnen selbst in sehr starken Feldern überhaupt keine Ablenkung erfährt. Diese Erscheinung ist indessen unabhängig sowohl von der Natur des Gases, als auch von dem Kathodenmateriale. Für die spezifische Ladung wurden anfänglich Werte zwischen 10 und 36360 absoluten Einheiten erhalten; als bei den letzten Versuchen alle Feuchtigkeit mit ganz besonderer Sorgfalt durch flüssige Luft resp. sublimierte Phosphorsäure beseitigt wurde, ergab sich hier als Maximalwert 9000 abs. Einh. Da dieses nahezu der gleiche Wert ist, den das Wasserstoffion bei der Elektrolyse liefert, so wird es für wahrscheinlich gehalten, daß die Kanalstrahlen überhaupt aus Wasserstoffionen bestehen, die aus der immer vorhandenen Feuchtigkeit gebildet werden. Als Geschwindigkeit derselben wurde bei den ersten Versuchen $v = 3{,}6 \cdot 10^7$ cm/sec für $\frac{\varepsilon}{m} = 312{,}5$ abs. E., bei den letzten bei 30000 Volt Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden $v = 1{,}5 \cdot 10^8$ cm/sec für die am meisten ablenkbaren Strahlen, für welche $\frac{\varepsilon}{m} = 7545$ sich ergeben hatte, erhalten.

Es ließ sich ferner konstatieren, daß bei den Kanalstrahlen, welche nur wenig abgelenkt werden, der Krümmungsradius der Bahn im homogenen Felde nicht konstant ist, sondern beständig wächst. Dieses Verhalten läßt sich in der Weise deuten, daß entweder die Kanalstrahlenteilchen auf ihrer Bahn negative Elektronen aufnehmen, wobei dann aber das Elektron noch nicht das kleinste Elektrizitätsquantum darstellen würde, oder was viel wahrscheinlicher ist, daß sich neutrale Atome oder Molekeln an dieselben anlegen und so eine größere Masse bilden, welche die Geschwindigkeit der Teilchen verlangsamen. Eine ganz analoge Beobachtung hatte bekanntlich auch H. Becquerel[2])

1) P. Ewers, Wied. Ann. **69**, 167, 1899.
2) W. Kaufmann, Wied. Ann. **65**, 431, 1898.

1) W. Wien, Wied. Ann. **65**, 440, 1898. Ann. d. Phys. **5**, 421, 1901; **8**, 244; **9**, 660, 1902.
2) H. Becquerel, C. R. **138**, 1517, 1903.

bei den α-Strahlen des Radiums gemacht, welche, ebenfalls photographisch aufgenommen, Spuren einer Bahn hinterlassen, deren Krümmung mit zunehmender Entfernung von der Strahlungsquelle abnimmt, und die es wahrscheinlich machen, daß die α-Teilchen bei konstantem ε auf ihrem Wege neutrale Massenteilchen mit sich vereinigen und so an Masse zunehmen.

Aus diesen Beobachtungen an den α-Strahlen und den mit ihnen nahe verwandten Kanalstrahlen geht nun hervor, daß die schnell bewegten positiv geladenen Massenteilchen im Gegensatz zu den Kathodenstrahlen die bemerkenswerte Eigenschaft besitzen, ihre Masse durch Heranziehung fremder Massen aus dem Gasinhalte zu vergrößern, sich zu „molisieren".

In einer kürzlich erschienenen Arbeit wird von W. H. Bragg[1]) darauf hingewiesen, daß man bei dem Becquerelschen Versuche die obige Annahme nicht zu machen braucht, da die photographisch erhaltenen Spuren nicht die Bahn der einzelnen α-Teilchen, sondern nur die Endpunkte der Bahnen der verschiedenen Teilchen darstellen. Da die Strahlen von verschiedenen Tiefen der Substanz ausgehen, so werden sie in verschiedenem Grade geschwächt und sie verlassen dieselbe daher mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Dieses hat dann direkt zur Folge, daß die Kurve der Endpunkte der Bahnen, welche die Teilchen in einem Magnetfelde beschreiben, anfangs stärker gekrümmt ist als später.

Zu der Zeit, wo meine oben zitierte Arbeit entstanden ist, waren unsere Kenntnisse über die verschiedenen Strahlenarten noch nicht in dem Umfange gediehen, wie heutzutage, so daß es nahelag, für $\frac{\varepsilon}{m}$ zunächst ebenfalls Werte, welche die Elektrolyse ergibt, anzunehmen.

Meine Versuchsergebnisse selbst werden durch diese Zahlen in keiner Weise beeinflußt.

Jetzt, wo sich uns das Gebiet der Elektronentheorie sehr viel weiter erschlossen hat, sind wir in den Stand gesetzt, viel sicherere Annahmen über das besagte Verhältnis einzuführen. Ich habe daher meine früheren Versuche bezüglich der Kanalstrahlen unter Zugrundelegung des von Rutherford für die α-Strahlen gefundenen Wertes $\frac{\varepsilon}{m} = 6 \cdot 10^3$ abs. E. von neuem durchgerechnet, da derselbe auch dem Wienschen Werte für die maximale Ablenkung äußerst nahe kommt, und die Versuchsergebnisse dazu benutzt, die Geschwindigkeiten für die Kanalstrahlenteilchen, die sich unter dieser Annahme ergeben, festzustellen. Eine absolute Übereinstimmung der auf diese Weise berechneten Geschwindigkeiten mit den Wienschen Werten könnte nur dann erwartet werden, wenn die elektrische Energie, welche zur Bewegung der Teilchen bei meiner Versuchsanordnung verwendet wurde, vollständig als Wärme in dem von mir verwendeten Kalorimeter wieder erschienen wäre. Dieses ist im allgemeinen nicht zu erwarten, da man mit dem Umstande rechnen muß, daß die Kanalstrahlenteilchen in dem wenn auch sehr verdünnten Gasraume nicht unbeeinflußt durch die Gasmoleküle bleiben, worauf ja schon ihr oben erwähntes Molisierungsvermögen hinweist. Immerhin ist, wie man sogleich sehen wird, die Übereinstimmung mit den Ergebnissen des genannten Forschers eine bemerkenswerte.

Es ergeben sich unter der obengenannten Annahme für die verschiedenen Kathodenmateriale und Spannungsdifferenzen zwischen den Elektroden folgende Geschwindigkeitswerte:

Al bei 3500 Volt $v = 4{,}07 \cdot 10^7$ cm/sec
„ „ 4600 „ $v = 4{,}52 \cdot 10^7$ „
Fe „ 5200 „ $v = 4{,}99 \cdot 10^7$ „
„ „ 5880 „ $v = 5{,}02 \cdot 10^7$ „

Bekanntlich wächst die Geschwindigkeit proportional der Quadratwurzel aus dem Kathodenfall, und in der Tat bemerkt man, daß die erhaltenen Geschwindigkeitswerte mit der Größe der bei den Versuchen verwendeten Potentialdifferenz zunehmen. Reduziert man alle Werte, um einen Vergleich mit den Wienschen Zahlen zu erhalten, auf 30000 Volt, so erhält man

Al $v_1 = 1{,}24 \cdot 10^8$ cm/sec
„ $v_2 = 1{,}28 \cdot 10^8$ „
Fe $v_1 = 1{,}37 \cdot 10^8$ „
„ $v_2 = 1{,}34 \cdot 10^8$ „

Vereinigt man diese Werte zu einem Mittel, so erhält man

$v = 1{,}31 \cdot 10^8$ cm/sec bei 30000 Volt,

was mit dem Wienschen Werte $1{,}5 \cdot 10^8$ gut übereinstimmt.

Auch mit einer Platinkathode habe ich Messungen angestellt, aber da haben sich Abweichungen ergeben, die wahrscheinlich durch die Ausnahmestellung des Wasserstoffs dem Platin gegenüber erklärbar werden.

Ich hatte seinerzeit eine eigentümliche Beziehung der Bewegungsenergie der fortgeschleuderten positiv elektrischen Kanalstrahlenteilchen zu der Bewegungsenergie der Gasmolekeln, durch die die Kanalstrahlen hindurchdringen, gefunden. Dieselbe bestand darin, daß die Kanalstrahlen eine Gasschicht von bestimmter Dicke, welche in einfachster Weise sowohl mit dem Druck, als auch mit der Natur des Gases zusammenhängt, erst dann durchdringen, wenn die molekularen Weglängen einen bestimmten gleichen Wert erlangt haben.

Ich habe diese Kenntnis jetzt dazu benutzt, um zu untersuchen, wie sich die Anzahl der

1) W. H. Bragg, Phil. Mag. (6) **8**, 719, 1904. Jahrb. d. Radioakt. **2**, 16, 1905.

geschleuderten Kanalstrahlenteilchen mit der an die Kathode angelegten Spannung ändert.

In dem Augenblicke, wo die Kanalstrahlen an der Auffangelektrode durch Abgabe ihrer Ladung bemerkbar werden, reicht ihre Energie gerade aus, den ihnen von der zwischenbefindlichen Gasfüllung entgegengebrachten Widerstand zu überwinden. Bis zu diesem Momente wird weder Energie an der Auffangelektrode als Wärme abgegeben, noch läßt sich hier eine durch sie übertragene Ladung nachweisen. Bekannt sind für diesen kritischen Moment der Gasdruck, der mit der Natur der Gasfüllung variiert, und das Potential der Kathode, welches von der Gasnatur unabhängig im Mittel 600 Volt betrug. Aus der Kenntnis des letzteren läßt sich die Geschwindigkeit sofort berechnen, welche die Kanalstrahlen in diesem Momente besitzen. Man erhält:

$$v = 1{,}31 \cdot 10^8 \sqrt{\frac{600}{30000}} = 1{,}85 \cdot 10^7 \text{ cm sec.}$$

Um die Masse, und damit die Zahl der in 1 Sekunde geschleuderten Teilchen für diesen Moment zu erhalten, hat man zu bedenken, daß die Kanalstrahlenteilchen hinsichtlich ihrer Größe von ähnlicher Natur sind, wie die Gasmolekeln. Man wird also die Energie der Kanalstrahlenteilchen gleich der ihnen entgegenwirkenden Energiekomponente der in dem durchstrahlten Gasraume vorhandenen Gasmolekeln setzen können, da sich dieselben gerade gegenseitig vernichten. Diese Komponente der gegen die Richtung der Kanalstrahlen fallenden Energie der Gasteilchen läßt sich aus bekannten Daten sofort berechnen und ergibt sich zu 0,36 [cm^2 gr sec^{-2}]. Setzt man die den Kanalstrahlen innewohnende Energie gleich diesem Werte, so erhält man unter Benutzung des oben berechneten Wertes für die Geschwindigkeit und unter Berücksichtigung, daß die Kanalstrahlen anfangs von einer Fläche von 2 cm^2 ausgingen, das Resultat:

Bei 600 Volt angelegter Spannung beträgt die Anzahl der Kanalstrahlenteilchen ungefähr $^1/_{10}$ von der Anzahl derselben bei 5300 Volt, wobei sich die letztere Zahl direkt aus der Beobachtung der übertragenen Elektrizitätsmenge unter Benutzung des Wertes $\varepsilon = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$ E. S. E. für die Elementarladung im Mittel zu $2{,}2 \cdot 10^{10}$ ergeben hatte.

In nahezu dem gleichen Verhältnis, wie die Anzahl der geschleuderten Kanalstrahlenteilchen, stehen auch die Spannungswerte zueinander (600 : 5300 ∽ 1 : 9), und man erkennt somit, daß die Anzahl der als Kanalstrahlen geschleuderten Teilchen für die niederen Spannungen bis 5000 Volt der aufgewendeten Energie, die ja der Spannung proportional ist, direkt proportional wächst. Da nun zur Ionisierung einer Gasmolekel eine ganz bestimmte Energie erforderlich ist, so stimmt das obige Resultat vollkommen mit der Vorstellung überein, daß tatsächlich um so mehr Ionen gebildet werden, je mehr die zu ihrer Erzeugung aufgewendete Energie gesteigert wird.

Bei sehr tiefen Drucken nimmt ihre Zahl dagegen wieder ab, wie die Wienschen Versuche ergeben haben, so daß im äußersten Vakuum dann keine Kanalstrahlen mehr vorhanden sind.

München, Juli 1905.

(Eingegangen 7. Juli 1905.)

Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie.

(Antwort an Herrn Zenneck.)

Von P. Drude.

Mit den Ausführungen des Herrn Zenneck[1]) bin ich noch immer nicht genügend einverstanden, um sie ohne Erwiderung zu lassen. Ich will nur auf einige Hauptpunkte eingehen:

1. Ich habe behauptet, daß von meinen Formeln bezüglich der Wellenlänge einer Spule mit Antenne man „im Dunkeln tappte". Die Richtigkeit meiner Behauptung wird am besten dadurch bewiesen, daß Herr Zenneck in seiner Note beweist, daß er selbst noch immer im Dunkeln tappt, indem er S. 197 sagt, daß Antennenlänge + Länge der halben Sekundärspule = $^1/_4$ Wellenlänge sei. Daß dieses bei dem ungenau definierten[2]) Beispiel der von Herrn Eichhorn beschriebenen Station annähernd zutrifft, ist kein Beweis für die allgemeine annähernde Gültigkeit dieses Satzes. Wie ungeheuer stark die Abweichungen von jener Behauptung des Herrn Zenneck sein können, kann Herr Zenneck selbst ersehen aus den in meiner betreffenden Arbeit[3]) durchgemessenen und genau definierten Fällen. Ich greife hier nur ein Beispiel meiner ersten Tabelle[4]) heraus. Für eine Spule der Drahtlänge $l' = {}^1/_2 \lambda_0 : f = 128$ cm, mit zwei angehängten Antennen der Länge $l = 100$ cm müßte nach Zenneck sein $^1/_4 \lambda = 100 + 64 = 164$ cm, während ich beobachtet habe $^1/_4 \lambda = 266$ cm. — Daß die Differenzen vielleicht bei den bisher ausgeführten Stationen der drahtlosen Telegraphie im allgemeinen kleiner sind, ist vielleicht möglich, das weiß vermutlich weder Herr Zenneck noch ich, nur möchte ich bemerken, daß die bisherige Ausführungsform des Senders noch durchaus nicht für alle Zwecke die beste ist. Leider bin

1) Diese Zeitschr. **6**, 196, 1905.

2) Es wäre überhaupt richtig, dieses Beispiel als Maßstab für die Gültigkeit meiner Formeln durch besser definierte zu ersetzen. Ich habe aber dazu kein Material in der Hand.

3) P. Drude, Ann. d. Phys. **11**, 957, 1903.

4) l. c. S. 970.

ich jetzt auf einige Zeit mit meinen in dieser Richtung begonnenen Versuchen unterbrochen, sonst würde ich mehr hierüber sagen.

2. Hinsichtlich der Eigenschaft der Vielfach-Antennen sind Zenneck und ich derselben Meinung. Wie meine Behauptung der größeren Strahlungsfähigkeit derselben aus meinen Untersuchungen „selbstverständlich" folgt, will ich nicht genauer hier ausführen, weil dieser Punkt zu unwichtig ist und ich mich möglichst kurz fassen will. Nur will ich bemerken, daß Änderung der Stromamplitude und Wellenlänge im vorliegenden Fall in eindeutiger Beziehung stehen.

3. Die jetzt publizierten Messungen des Herrn Zenneck über die Abhängigkeit der Maximalamplitude im Sekundärkreis vom Koppelungsgrad stimmen viel besser mit meinen theoretischen Resultaten überein, so daß ich die Abweichungen wohl mit Herrn Zenneck auf die beiden von ihm angeführten Gründe zu schieben geneigt bin, mindestens auf den ersten, daß das Dekrement ja auch im Laufe der Zeit konstant ist; ob auch der zweite Grund gilt, können erst Versuche entscheiden.

Berlin, 5. Juli 1905.

(Eingegangen 7. Juli 1905.)

Über ein Vakuum-Thermoelement.

Von H. Brandes.

Die Abkühlungsgeschwindigkeit eines über die Temperatur seiner Umgebung erwärmten und unmittelbar von einem Gase umgrenzten Körpers, soweit sie durch Wärmeleitung und Konvektion bedingt ist, läßt sich nach Versuchen von Kundt und Warburg[1]) an Quecksilberthermometern bedeutend verringern, wenn man das umgebende Gas stark verdünnt.

Schließt man Thermoelemente in evakuierte Gefäße ein, so wird sich begreiflicherweise deren Empfindlichkeit um ein beträchtliches steigern müssen. Das gleiche gilt von allen anderen Meßeinrichtungen, bei denen die thermische Wirkung eines elektrischen Stromes oder einer Strahlung zur Intensitätsbestimmung benutzt wird; sei es nun, daß die Widerstandsänderung eines Drahtes — wie in den Bolometern —, sei es, daß dessen Verlängerung — wie in einer Reihe bekannter technischer Meßinstrumente — als Meßgröße dient.

Versuche mit Thermoelementen der vorerwähnten Art liegen bereits von Lebedew[2]) vor. Er fand bei bequem erreichbaren Verdünnungen in Luft eine Steigerung der Empfindlichkeit auf das 25fache. Die schwieriger zu erzielenden größeren Verdünnungen (etwa unter 0,01 mm Quecksilber) boten keine die Mühe lohnende Steigerung der Empfindlichkeit.

Neuerdings wurde eine Ausführungsform eines Vakuum-Thermoelementes insbesondere für kurze Hertzsche Wellen von Cl. Schäfer[1]) beschrieben.

Evakuierte Bolometer wurden bei Messungen an Empfängersystemen der drahtlosen Telegraphie von Tissot[2]) verwandt. Herr Dr. Papalexi benutzt seit einiger Zeit in der Umgebung Straßburgs bei Versuchen über gerichtete drahtlose Telegraphie ebenfalls derartige Bolometer, und es zeigt sich auch hier, daß sie in der Tat einer bedeutenden Empfindlichkeitssteigerung fähig sind. Als Indikator im Empfänger der drahtlosen Telegraphie wurden Wollaston-Drähte in evakuierten Gefäßen von Fessenden gebraucht.

Die Verlängerung stromdurchflossener Drähte in verdünnter Luft wurde von R. Kempf-Hartmann[3]) untersucht.

Empfindliche und bequem zu handhabende Meßinstrumente für schnelle elektrische Schwingungen sind gegenwärtig erwünscht und entsprechen einem Bedürfnis. Man braucht sich nur an die Dämpfungsbestimmungen mit Hilfe der von Hertz angegebenen und von V. Bjerkneß[4]) ausgearbeiteten Resonanzmethode zu erinnern, die verlangt, daß die Rückwirkung des Sekundärsystems, in dem gemessen wird, auf das Primärsystem verschwindet; man braucht ferner nur auf die Untersuchungen an Empfängeranordnungen der drahtlosen Telegraphie mit den bei ausreichender Entfernung vom Sender in ihnen auftretenden geringen Energiemengen hinzuweisen.

Es möge deshalb im folgenden die Ausführungsform eines Vakuum-Thermoelementes nach Klemenčič beschrieben werden, das ich in der Herstellung nicht zu schwierig, in der Handhabung sehr bequem und außerdem hinreichend empfindlich gefunden habe, um eine Reihe von messenden Versuchen, bei denen man bisher Spiegelgalvanometer verwandte, mit einem empfindlichen Zeigergalvanometer von Siemens & Halske ausführen zu können. Figur 1 ist eine schematische Zeichnung im Aufriß, Figur 2 eine Ansicht des fertigen Thermoelementes mit Anschlußklemmen.

In eine Glaskappe, die den oberen Teil des Gefäßes für das Thermoelement ausmacht und die zunächst abgesprengt ist, sind in einem Abstand von 1—1,5 cm 4 Glasröhrchen einge-

1) A. Kundt und E. Warburg, Pogg. Ann. **156**, 177, 1875.
2) P. Lebedew, Ann. d. Phys. (4) **9**, 209—213, 1902.

1) A. Schäfer, Z. f. Instr.-Kde. **25**, 133, 1905.
2) M. Tissot, Journ. de Phys. (4) **3**, 524, 751, 1904.
3) R. Kempf-Hartmann, diese Ztschr. **3**, 109, 1901.
4) V. Bjerkneß, Wied. Ann. **55**, 124, 1895.

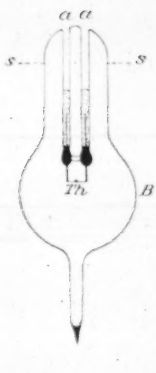


Fig. 1.

Fig. 2.

blasen, von denen zwei *a a* in Figur 1 sichtbar sind. Die Enden dieser Glasröhrchen, welche nach dem Innern eines kugelförmigen Gefäßes *B* vorragen, erhalten stärkere Platindrähte eingeschmolzen, die im Grundriß etwa ein Quadrat bilden und an denen das eigentliche Thermoelement verlötet wird. Das Ganze wird so eingerichtet, daß die Lötstelle des Thermoelementes ungefähr in den Mittelpunkt des kleinen Ballons zu liegen kommt. Alsdann wird die Glaskappe etwa bei *s s* mit dem übrigen Gefäß verblasen, was bei der getroffenen Anordnung ohne Gefährdung der Lötstellen des Thermoelementes geschehen kann[1]), und das ganze Gefäß an der Luftpumpe bis zu einem guten Kathodenstrahlvakuum ausgepumpt. Zur Vorsicht wurde das Gefäß in einem elektrischen Ofen einige Stunden auf 180°—190° erhitzt, um die an den Gefäßwänden adhärierenden Gase zu vertreiben und um insbesondere von den nach Kundt und Warburg[2]) sehr schädlichen Wasserdampfspuren, die hartnäckig an den Gefäßwänden haften, frei zu werden. Wegen des Schmelzpunktes des Lötmaterials konnte die Temperatur nicht höher gewählt werden. Die Luftpumpe wurde während des Heizens zeitweise außer Betrieb gesetzt. Die Empfindlichkeit eines so hergestellten Thermoelementes blieb, nachdem es von der Pumpe abgeschmolzen war, merklich konstant mit der Zeit.

Der elektrische Ofen war in der Weise hergestellt, daß auf den Tonzylinder eines großen Bunsenelementes auf der Drehbank ein Gewinde eingeschnitten und in dieses ein blanker Widerstandsdraht (Nickelin) gewickelt wurde. Der Boden des Tonzylinders erhielt eine größere kreisförmige Bohrung, in die ein ebenfalls durchbohrter Asbeststopfen eingesetzt wurde. Durch den Asbeststopfen ragte das Ansatzrohr für die Luftpumpe vor. Die Widerstandswicklung wurde zunächst mit Asbestpapier, dann mit Asbestpappe umwickelt. Um die Asbestpappe wurden an den Enden des Zylinders Schellen aus starkem Kupferblech gelegt, die gleichzeitig als Stromzuführung dienten. In der Mitte des Zylinders befand sich eine ebensolche Schelle, die zugleich zwei Zapfen trug, um die das ganze Ofengefäß auf einem Gestell drehbar gemacht wurde. Der Ofen konnte direkt an das Wechselstromnetz der Zentrale angeschlossen werden, zur späteren Konstanthaltung der Temperatur wurden einige vorgeschaltete Glühlampen verwandt.

Die vorhin erwähnten Glasröhrchen *a a* an dem Gefäß für das Thermoelement wurden mit Quecksilber bis zu einer gewissen Höhe gefüllt. Sie werden als Stromzuführungen benutzt. Gleichzeitig ist damit beabsichtigt, die Einschmelzstellen der Platindrähte noch sicherer zu dichten und den Zuleitungswiderstand möglichst zu verringern.

Die verwandten Drähte waren meistens Konstantan und Eisen von je 20 μ Durchmesser. Sie wurden miteinander verknotet und alsdann mit Klümpchen Siegellack völlig in Kreuzform auf ein Kartonblättchen aufgeklebt. Die Siegellack-Klümpchen lassen sich von dem Karton mit einem Messer unversehrt ablösen und erleichtern später die Unterscheidung der Drähte beim Aufspannen des Elementes und, indem sie als Senkel dienen, das Aufspannen selbst sehr. Während das Element noch auf dem Karton ist, wird oben auf die Knotenstelle etwas Kolophonium gelegt und mit einem Kölbchen zum Verfließen gebracht, alsdann schiebt man nach dem Loslösen des Kolophoniums vom Karton ein ganz kleines Flitterchen Lot unter den Knoten und bringt dies mit Hilfe eines oben auf die Knotenstelle gesetzten lotfreien Kölbchens zum Verfließen. Leichtes Klopfen auf die Lötstelle mit einem Holzstäbchen läßt das Kolophonium abspringen und eine Betrachtung unter dem Mikroskop belehrt über die gute Beschaffenheit der Lötstelle. Nicht verlötete Thermoelemente pflegen schlechte Einstellungen des Galvanometers zur Folge zu haben.

Durch das Evakuieren stieg die Empfindlichkeit des Thermoelementes auf das 18fache, d. h. bei demselben zu messenden Heizstrom im Element und bei demselben Galvanometer

1) Die erforderlichen Glasbläserarbeiten wurden für mich in sorgfältigster Ausführung von C. Kramer in Freiburg i. B. besorgt.

2) l. c. S. 198.

wuchs der Ausschlag des letzteren auf das 18fache des Wertes bei nichtevakuiertem Gefäß.

Der Widerstand eines Thermoelementes aus den vorerwähnten dünnen Drähten lag zwischen 3,5—4 Ohm. Eine Untersuchung mit Gleichstrom zeigte, daß trotz des Verlötens noch Abzweigwiderstände in der Lötstelle bis 0,03 Ohm auftreten konnten. Als Galvanometer fand ein Zeigergalvanometer von 80 Ohm Widerstand und einer Empfindlichkeit von etwa $3 \cdot 10^{-7}$ Amp. Verwendung. Diese Anordnung ergab für einen zu messenden Strom von $2{,}1 \cdot 10^{-3}$ Amp. einen Skalenteil Ausschlag.

Die Proportionalität der Angaben des Meßinstrumentes mit i^2 möge aus folgender Aichung mit Gleichstrom beurteilt werden:

$10^4 i$	a	$c = \frac{i}{\sqrt{a}}$
65	9,5	$0{,}0021_1$
72	12,2	20_6
98	20,5	21_6
111	28	21_0
137	40,9	21_4
159	54,5	21_5
170	64,7	21_1

Gegenüber dem Bolometer hat ein solches Thermoelement den Vorteil, daß es kompendiös ist, keine besondere Stromquelle und besonders, daß es keinerlei Abgleichung erfordert.

Straßburg i. E., Juli 1905. Physik. Institut der Universität.

(Eingegangen 18. Juli 1905.)

Magnetostriktion.

(Bemerkung zu der Arbeit des Herrn Franz Koláček.[1])

Von Shizuwo Sano.

In Nummer 5 dieser Zeitschrift kritisiert Herr Koláček gewisse Punkte meiner Arbeit[2]), in welcher ich einige Bemerkungen über eine seiner anderen Arbeiten über Magnetostriktion[3]) gemacht habe.

Er meint, daß bei einem sehr langen zylindrischen magnetischen Drahte, welcher sich in einem gleichförmigen äußeren Magnetfelde in Richtung seiner Achse befindet, die Form seiner beiden Enden keine wesentliche Rolle für seine Verlängerung durch das Magnetfeld bilde, vorausgesetzt, daß der Draht hinreichend dünn ist. Diese Annahme steht indessen in direktem Widerpruch zu der von ihm vollständig entwickelten Theorie der Magnetostriktion.[4]) Integriert man die Komponente der vom Magnetismus herrührenden mechanischen Kraft per Volumeneinheit in Richtung der Drahtachse (Gleichung [29] der letztgenannten Arbeit) über das Innere in der Nähe eines Endes und über die Oberfläche des Endes, so sieht man sofort, daß die Gestalt des Endes und die Inhomogenität des Feldes in der Nähe des Endes wichtige Faktoren sind zur Bestimmung der gesamten mechanischen Kraft, welche von dem Felde herrührt und auf das Ende in Richtung der Drahtachse wirkt. Während der Berechnung seiner gesamten Verlängerung kann man in der Tat die Gestalt des Endes und die Änderungen des magnetischen Feldes, welche entweder durch Änderung der Form des Endes, oder durch Annäherung an einen kleinen Magneten entstehen, nur dann vernachlässigen, wenn die Wirkung des Zuges auf die magnetische Suszeptibilität so groß ist, daß die Suszeptibilität ohne Zug gegenüber ihren Differentialquotienten nach den Zugkomponeten zu vernachlässigen ist. Es ist also im allgemeinen die Kenntnis der Gestalt des Endes und des Feldes in seiner Nähe für die Diskussion des Problems erforderlich.

In meiner oben angeführten Arbeit betrachtete ich den Fall, wo beide Drahtenden Querschnitte senkrecht zur Drahtachse sind und das Feld im Innern des Drahtes homogen ist. Natürlich ist die letztere Voraussetzung fast in keinem praktischen Falle erfüllt; es wird jedoch überflüssig sein, festzustellen, in welchem Falle dieser Bedingung theoretisch angenähert genügt werden kann. Für diesen theoretischen Fall behält mein Ausdruck für die gesamte mechanische Kraft an einem der Enden seine Gültigkeit, eine Formel, welche Herr Koláček als „unzulässig" bezeichnet. Ich habe eine andere Formel aus dem Ausdruck abgeleitet, den er für die an der magnetischen Substanz geleistete Arbeit angenommen hat. Diese beiden Formeln stimmen nicht miteinander überein, weshalb ich folgerte, daß der Ausdruck für die geleistete Arbeit an sich falsch sei. Er meint, meine letztere Formel sei „ungenau"; sie ist aber wesentlich dieselbe wie die Gleichung (7)[1]), welche er selbst erhalten hat. Somit bleibt mein Einwand gegen den Ausdruck für die geleistete Arbeit bestehen.

In seiner in dieser Zeitschrift veröffentlichten Arbeit vergleicht Herr Koláček die Verlängerung eines Ovoids, welches mit seiner Achse in Richtung des Magnetfeldes liegt, mit derjenigen eines zylindrischen Drahtes, in welchem die magnetische Kraft in der Nähe der Enden nicht gleichförmig ist; Natur, Länge und magnetische Kraft in der Mitte sind dabei für beide Körper die gleichen. Dieser Vergleich bildet

1) F. Koláček, diese Zeitschr. **6**, 143, 1905.
2) Shizuwo Sano, Rep. Tokyo Phys.-Math. Soc. **2**, 175, 1904; diese Zeitschr. **5**, 812, 1904.
3) F. Koláček, Ann. d. Phys. (4) **14**, 177, 1904.
4) F. Koláček, Ann. d. Phys. (4) **13**, 1, 1904.

1) F. Koláček, diese Zeitschr. **6**, 146, 1905.

aber keine Stütze für den Ausdruck der geleisteten Arbeit, wenn man nicht zuvor weiß, daß die Verlängerungen der beiden Körper einander gleich sind.

Herr Koláček hat zwei Ausdrücke für die geleistete Arbeit mit verschiedenen Werten benutzt; einer derselben ist eben erwähnt worden, der andere bildet die Grundlage seiner im 13. Bande der Annalen der Physik erschienenen Arbeit. Einige aus diesen beiden Ausdrücken abgeleitete Größen mögen dieselben sein, wie im Falle der spezifischen Entropie; es kann aber immerhin nur einer der beiden verschiedenen Ausdrücke richtig sein.

Tokyo, Physikalisches Institut, im Mai 1905.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 14. Juni 1905.)

Elektrische Herstellung von kolloidalem Eisen.

Von A. Schmauß.

Nicht von allen Metallen lassen sich, wie von G. Bredig[1]) gezeigt wurde, haltbare kolloidale Lösungen durch Kathodenzerstäubung unter Wasser herstellen. Von Eisen erhält man Lösungen, die einige Tage haltbar sind, bei besonderer Rücksichtnahme auf die erzeugende Stromstärke[2]) und die Beschaffenheit der zerstäubenden Kathode.[3]) Diese Faktoren sind wohl von Einfluß auf die Größe der zerstäubten Eisenteilchen und damit auf die Haltbarkeit der „Suspension".

Eine haltbare kolloidale Eisenlösung läßt sich gewinnen, wenn man die Zerstäubung in einer Gelatinelösung vornimmt. Die Gelatine wirkt dabei als „Schutzkolloid".

Es lassen sich zwei verschiedene kolloidale Eisenlösungen erhalten.

Zerstäubt man Eisendrähte in einer flachen, offenen Schale, dann erhält man die bekannte sonst durch Dialyse hergestellte rotgelbe Lösung.

Findet die Zerstäubung jedoch in einer hohen, engen Röhre statt, dann erhält man eine intensiv grüne Lösung.

Während die rotgelbe Lösung anscheinend unbegrenzt lange haltbar ist, kann die grüne Lösung, besonders bei größerer Konzentration des Kolloids, bei Schütteln u. dergl. leicht ausfallen.

Leitet man einen elektrischen Strom durch die rotgelbe Lösung, so wird das Kolloid an der Anode ausgeschieden. Das entspricht der Beobachtung J. Billitzers[4]), daß in einem Gemisch von Eisenhydroxyd mit neutraler Gelatine das Kolloid anodische Konvektion zeigt, im Gegensatz zur wässrigen Lösung, in welcher das Eisen an der Kathode abgeschieden wird.

In der erwähnten grünen Lösung erfolgt die Abscheidung des Kolloids an der Kathode.

Läßt man die grüne Lösung ruhig stehen, dann verwandelt sie sich allmählich in die gelbe Lösung. Es ist hierzu der Zutritt der Luft notwendig; eine luftdicht abgeschlossene Lösung bleibt mehrere Tage grün. Eine verdünnte grüne Lösung, mit Luft geschüttelt, wird sofort gelb.

Während das Spektrum des von der grünen Lösung hindurchgelassenen Lichtes einer Glühlampe von $\lambda = 496\ \mu\mu$ bis $\lambda = 662\ \mu\mu$ reicht, rückt die Absorption der gelb werdenden Lösung nach größeren Wellen zu, so daß die Länge des Spektrums von $\lambda = 540\ \mu\mu$ bis $\lambda = 716\ \mu\mu$ reicht.

Die Farbe der beiden Lösungen ließ vermuten, daß man es bei der grünen Lösung mit Eisenoxydulhydrat, bei der rotgelben mit Eisenoxydhydrat zu tun hat, entsprechend den Formeln $Fe(OH)_2$ bezw. $Fe_2(OH)_6$. Die chemischen Reaktionen auf Schwefelsäure bezw. Ammoniak bestätigten die Vermutung, desgleichen die Umwandlung der an der Luft stehenden grünen Lösung in die gelbe.

Physikalisch ist bei dieser Umwandlung des kolloidal gelösten FeO zu Fe_2O_3 interessant die Vergrößerung des Moleküls, die mit einem Wandern der Absorption zu größeren Wellenlängen verbunden ist.

Die erwähnte Verschiedenheit der Polarität des grünen Kolloids — negativ geladen in bezug auf das Lösungsmittel — und des gelben — positiv — bedingen bei der Oxydation des FeO zu Fe_2O_3 einen Durchgang der Ladung des Kolloids durch Null. In der Nähe des „isoelektrischen" Punktes ist ein Kolloid, wie B. Hardy gezeigt hat[1]), besonders leicht zu koagulieren. In der Tat ist, wie bereits erwähnt, die grüne Lösung sehr leicht mechanisch auszufällen. Als förderlicher Umstand kommt die Eigenschaft der Gelatine hinzu, eine besondere schützende Wirkung nur auf gleichgeladene Kolloide auszuüben.[2]) Gelatine hat in neutraler Lösung anodische Konvektion, hat also mit dem Eisenoxydulhydrat entgegengesetztes Vorzeichen der elektrischen Ladung. Das höhere Oxydationsprodukt, das Eisenoxydhydrat hingegen, wird zur Anode geführt, die Gelatine kann auf das gleichsinnig geladene Kolloid seine Schutzwirkung ausüben.

Man kann die gegenseitig ausfällende Wirkung entgegengesetzt geladener Kol-

1) G. Bredig, Anorgan. Fermente, Leipzig 1901. S. 34.
2) F. Ehrenhaft, Fortschr. d. Physik 1902. I. S. 164.
3) J. Billitzer, Chem. Ber. 35, S. 1929, 1902.
4) J. Billitzer, Wien. Ber. 1904, S. 1184.

1) W. B. Hardy, Zeitschrift für phys. Chemie **33**, S. 385, 1900.
2) J. Billitzer, Wien. Ber. 1904, S. 1165.

loide, wie sie von Lottermoser[1]) und Billitzer[2]) studiert worden ist, auch an unseren Eisenlösungen verfolgen. Wenn man in einer rotbraunen Eisenoxydlösung, die mit Gelatine vermischt ist, eine weitere Zerstäubung vornimmt, so daß sich Eisenoxydul bildet, fällt das Oxyd mit dem Oxydul trotz der Gegenwart von Gelatine aus.

1) A. Lottermoser, Anorg. Kolloide, 1901, S. 76.
2) J. Billitzer, l. c., S. 1172.

Physikal. Institut der Universität München.

(Eingegangen 23. Juni 1905.)

Apparaten-Tische für elektrische Laboratorien.

Von G. W. Stewart.

Bei der Einrichtung eines physikalischen Laboratoriums treten viele Probleme auf, welche einige Verlegenheit bereiten, nicht sowohl weil man keine Lösung sieht, als vielmehr, weil eine richtige Beurteilung erfordert, sorgfältig auf spätere Ökonomie, Verwendbarkeit und Nützlichkeit der in Frage kommenden Einrichtung zu achten. Ich hatte kürzlich ein Laboratorium für gründliche elektrische Messungen einzurichten und geriet dabei in Verlegenheit hinsichtlich der besten Form für Apparatentische. Soweit ich hatte beobachten können, waren solche Tische gewöhnlich ganz unzweckmäßig und verursachten große Raumverschwendung.

Die Eigenschaften, welche ein idealer Apparatentisch für ein elektrisches Laboratorium besitzen sollte, sind folgende:

1. Der Tisch muß tragbar sein.

2. Er muß sich in einen Tisch von jeder beliebigen Fläche umwandeln lassen. Das ist eine Forderung der Ökonomie des Raumes. Man könnte vielleicht Tische verschiedener Größe, für verschiedene Zwecke passend, haben, aber ein solches System würde nicht die gewünschte Beweglichkeit besitzen.

3. Der Tisch muß solche Maße und solche Gestalt haben, daß er dem Beobachter jede Bequemlichkeit bietet. Das heißt: der Beobachter muß bequem jeden Apparat sehen, handhaben und justieren können, ohne von seinem Platze aufzustehen.

4. Der Tisch muß überall im Laboratorium die größtmögliche Verwendbarkeit haben.

In Anbetracht dieser Eigenschaften schien es am besten, daß die Tische gleiche Abmessungen hatten. Der Grund zu dieser Forderung ist der, daß nur durch Gleichförmigkeit die größte Nutzbarkeit zu erreichen ist.

Die Entscheidung über die besten Abmessungen für die Tische wurde wohl nicht auf direktem Wege gefunden. Die Tische, wie sie schließlich angefertigt wurden, sind 51 cm (20 Zoll) hoch, und die Platten sind 46 zu 61 cm (18 zu 24 Zoll) groß.

(Natürlich haben die genauen Maße keinen besonderen Wert.)

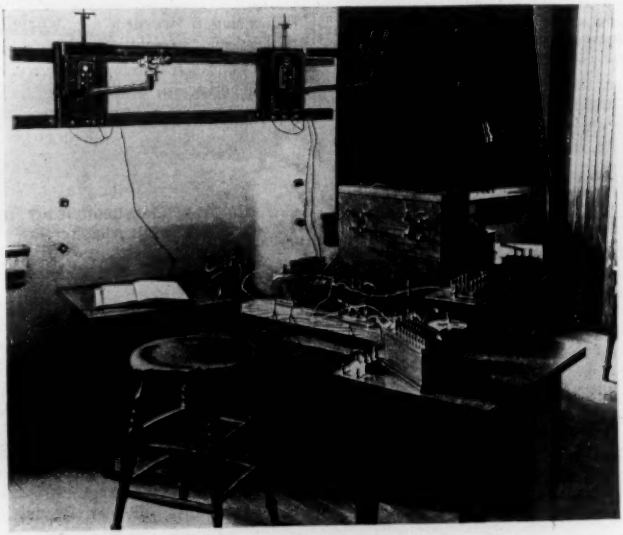


Fig. 1.

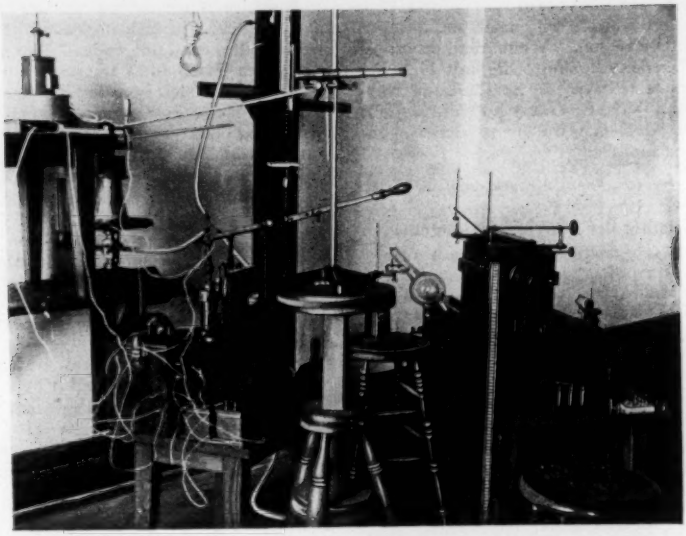


Fig. 2.

Die Tische sind aus hartem Holz gebaut und schwer gearbeitet, um jedem Gebrauch gewachsen zu sein. Auf den Tischen kann jede dauernd gebrauchte Vorrichtung, wie Stromwender, Schalter usf. befestigt werden.

Daß diese Tische die angegebenen Eigenschaften besitzen, ergibt sich aus folgendem:

1. Die Tragbarkeit wird durch das kleine Format leicht erreicht.

2. Da die Tische von gleicher Höhe sind, können sie aneinander gesetzt werden und so einen Tisch von jeder beliebigen Fläche bilden. Viele Versuche, die in einer Vorlesung für Vorgeschrittene über elektrische Messungen ausgeführt werden, erfordern nur einen solchen Tisch, einige zwei, und einige mehr. Jeder Fall läßt sich einfach durch Zufügen weiterer Tische leicht herstellen. (Dies ist eine Anwendung des Prinzips, welches man in Amerika das „Einheitensystem" nennt.)

3. Der Vorzug, so einen Tisch von gewünschter Fläche herstellen zu können, geht Hand in Hand mit dem weiteren Vorteil, dem Tisch die gewünschte Gestalt geben zu können. Der Beobachter kann nämlich die Tische in der für die jeweilige Arbeit zweckmäßigsten Form anordnen. Das Ergebnis ist, daß die ganze Apparatur für den Beobachter bequem zu übersehen und zu erreichen ist.

4. Der Umstand, daß man die Tische in jeder beliebigen Weise neben- oder hintereinander anordnen kann, macht ihre Verwendung sowohl im Vorlesungssaal als auch im Laboratorium für Untersuchungen sehr wertvoll.

Von den beigefügten Figuren zeigt die erste die Tische in tatsächlichem Gebrauch im elektrischen Laboratorium, die zweite im Laboratorium für Untersuchungen. Auf Grund obiger Bemerkungen werden die Vorteile in beiden Fällen leicht ersichtlich sein.

Phys. Laboratorium d. Univ. v. Nord-Dakota, Grand Forks, im Mai 1905.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Jklé.)

(Eingegangen 3. Juni 1905.)

Ein tragbarer Gezeitenmesser mit Luft und Quecksilber.

Von K. Honda.[1])

Dieser Gezeitenmesser bildet eine Modifikation des Richardschen Hydrometers und besteht aus einem Tauchgefäß, einer kupfernen oder bleiernen Röhre und einer Registriervorrichtung. Fig. 1 zeigt das Tauchgefäß. *A* ist ein geschlossenes zylindrisches Gefäß aus Messing, 12 cm hoch und 12 cm im Durchmesser groß. Es ist in eine schwere Bleiplatte *D* eingeschraubt. Durch das Rohr *a* tritt Wasser in das Gefäß und komprimiert die eingeschlossene Luft. Das Gefäß *A* steht mit der Registriervorrichtung

1) Proc. Tokyo Phys.-Mathem. Soc. (2) **20**, 1905.

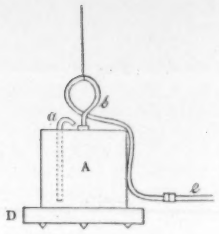


Fig. 1.

durch ein Messingrohr b und eine lange Röhrenleitung l (von 3 mm lichter Weite bei meinem Apparat) in Verbindung. Das Messingrohr ist, um den Apparat bequem transportieren zu können, in der Weise gebogen, wie es die Figur zeigt.

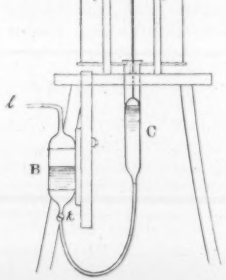


Fig. 2.

Fig. 2 zeigt den Registrierapparat: das Bleirohr l ist luftdicht mit dem Glasgefäß B (lichte Weite 3,5 cm) verbunden, welches seinerseits durch einen dicken Kautschukschlauch mit einem 1,8 cm weiten Glasrohr C kommuniziert. Die beiden Schenkel dieses U-förmigen Gefäßes werden teilweise mit Quecksilber gefüllt und dem Druck der eingeschlossenen Luft hält der Druck das Gleichgewicht, den die Höhendifferenz der beiden Quecksilbersäulen bedingt. Die durch die Änderung des Wasserniveaus über dem Tauchgefäß entstehende Druckänderung erscheint dann als Bewegung der Quecksilbersäule in dem Rohre C.

Zur Aufzeichnung der Bewegung des Meniskus diente folgende Anordnung[1]): Ein aus einer hohlen Ebonitdose bestehender Schwimmer paßt leicht in den offenen Röhrenarm. Auf ihm steht vertikal eine dünne Aluminiumstange. Ein Federhalter p trägt zwei Arme senkrecht zur Feder und ist horizontal am oberen Ende der Stange befestigt. Am Ende der Arme sind Friktionsräder angebracht, welche in den V-förmigen Nuten zweier senkrechter Führungen gg laufen. Auf diese Weise ist die Feder gezwungen, sich leicht in einer vertikalen Linie zu bewegen. Obschon die Feder stets durch eine schwache Feder gegen den Registrierzylinder E gedrückt wird, ist doch die Reibung ganz unmerklich. Der Registrierzylinder (20 cm hoch, 9,4 cm Durchmesser) enthält innen das Uhrwerk und ist direkt hinter den beiden vertikalen Führungen vertikal angeordnet. Er dreht sich einmal im Tage um seine feste Achse. Die von den Oberflächenwellen kurzer Periode herrührenden Zickzacklinien der Kurven können leicht dadurch bis zu einem gewünschten Grade beseitigt werden, daß man den Hahn k um einen geeigneten Winkel dreht.

Die Beziehung zwischen der Änderung des Wasserniveaus über dem Tauchgefäß und dem Quecksilbermeniskus im Rohr C läßt sich folgendermaßen finden:

Es sei h bezw. h_1 (Fig. 3) das Wasserniveau oberhalb bezw. innerhalb des Tauchgefäßes, h_2 bezw. h_3 das Quecksilberniveau in den Röhren B und C. b sei die gemeinsame Höhe des

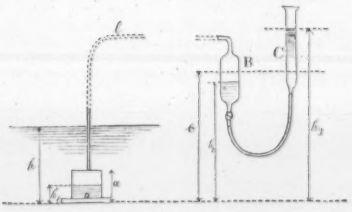


Fig. 3.

Quecksilbers in beiden Röhren, wenn das Gefäß nicht ins Wasser getaucht wird. Sind H und P der Atmosphärendruck und der Druck im Tauchgefäß, so haben wir:

$$P = H + h - h_1 = \varrho\,(h_3 - h_2) + H,$$

wo ϱ die Dichte des Quecksilbers ist.

Sind s_1 und a der Querschnitt und die Höhe des Gefäßes, s_2 und s die Querschnitte der Röhren B und C, so haben wir nach dem Boyleschen Gesetz:

$$P\,[s_1\,(a - h_1) + v + s_2\,(b - h_2)] = \text{konst.},$$

wo v das Volumen der bleiernen Rohrleitung ist, vermehrt um das über dem Niveau b liegende Stück des Rohres B.

1) K. Honda, Y. Yoshida and T. Terada, Proc. Tokyo Phys.-Mathem. Soc. (2) **16**, 222, 1904; diese Zeitschr. 6, 115—119, 1905.

Die Differentiale der beiden übrigen Gleichungen sind:

$$dP = dh - dh_1 = \varrho\,(dh_3 - dh_2),$$

$$dP[s_1\,(a - h_1) + v + s_2\,(b - h_2)] + P(s_1 dh_1 + s_2 dh_2) = 0;$$

daneben haben wir die Stetigkeitsbedingung:

$$s_2 dh_2 = -\,s_3 dh_3.$$

Eliminieren wir aus diesen Gleichungen dh_1, dh_2, dP, so erhalten wir:

$$\frac{dh_3}{dh} = \frac{s_1 P}{\varrho\left(1 + \frac{s_3}{s_2}\right)[s_1\,(a - h_1) + v + s_2\,(b - h_2) + s_1 P] + P s_3}.$$

Da die ersten drei Glieder im Nenner des obigen Ausdrucks sehr klein gegen das vierte sind, so können wir diese Glieder vernachlässigen und haben dann:

$$\frac{dh_3}{dh} = \frac{1}{\varrho\left(1 + \frac{s_3}{s_2}\right) + \frac{s_3}{s_1}}.$$

Darnach ist die Bewegung des Quecksilbermeniskus im Rohr C praktisch proportional der Änderung des Wasserniveaus. Man kann auch aus der genauen Gleichung für dh_3/dh entnehmen, daß das Volumen der Rohrleitung nicht klein gegen das des Gefäßes zu sein braucht. Selbst wenn das Volumen der Rohrleitung dem des Gefäßes gleich ist und die Änderung im Wasserniveau mehr als 10 m beträgt, bleibt doch bei meinem Apparat der Wert für dh_3/dh bis auf 0,6 Proz. konstant, was für die Zwecke der Praxis ausreichend ist. Der Registrierapparat kann also in beträchtlicher Entfernung von der Küste aufgestellt werden.

Der Reduktionsfaktor dh_3/dh kann leicht experimentell bestimmt werden, indem man das eingetauchte Gefäß um einen bekannten Betrag hebt und die hierdurch hervorgerufene Bewegung des Schreibstiftes beobachtet. Bei meinem Apparat ergab ein direktes Experiment den Wert $\frac{1}{17{,}0}$.

Der Einfluß der Temperatur läßt sich in ähnlicher Weise berechnen. Zu diesem Zweck muß man das Produkt aus Volumen und Druck im Boyleschen Gesetz gleich RT setzen, wo T die absolute Temperatur und R eine Konstante ist. Hier wird h als konstant betrachtet, und wir haben die Gleichungen:

$$dP = -\,dh_1 = \varrho\,dh_3\left(1 + \frac{s_3}{s_2}\right),$$

$$\varrho\,dh_3\left(1 + \frac{s_3}{s_2}\right)[s_1\,(a - h_1) + v + s_2\,(b - h_2)] - P(s_1 dh_1 + s_2 dh_2) = R\,dT,$$

$$s_2 dh_2 = -\,s_3 dh_3.$$

Eliminieren wir dh_1, dh_2, dP, so haben wir angenähert:

$$\frac{dh_3}{dT} = \frac{R}{P\left[\varrho\left(1 + \frac{s_3}{s_2}\right)s_1 + s_3\right]} = \frac{R}{s_1 \varrho P\left(1 + \frac{s_3}{s_2}\right)}.$$

Vernachlässigt man v gegen das Volumen des Tauchgefäßes, so wird R gleich $P s_1/a T$, und somit:

$$\frac{dh_3}{dT} = \frac{a}{\varrho T\left(1 + \frac{s_3}{s_2}\right)}.$$

In meinem Falle war $a = 12$ cm, $\varrho = 13{,}6$ und $1 + \frac{s_3}{s_2} = 1{,}26$, also bei 10^0 C:

$$\frac{dh_3}{dT} = 0{,}0025 \text{ cm}.$$

Mit der Temperatur ändert sich auch die Dampfspannung; die Änderung der Dampfspannung für einen Grad Temperaturerhöhung ist aber etwa $^1/_3$ der von der Wärmeausdehnung der Luft herrührenden Druckänderung. Wir können also für die Wirkung beider zusammen annehmen:

$$\frac{dh_3}{dT} = 0{,}0033 \text{ cm}.$$

Ich habe dieses Verhältnis auch experimentell bestimmt, indem ich das Wasser, in welches das Tauchgefäß eingesenkt war, erwärmte, und habe 0,004 cm gefunden, was mit obigem Werte recht gut übereinstimmt. Man kann also in Anbetracht der Genauigkeit des Apparates, der die Bewegung des Quecksilbermeniskus aufzeichnet, die Korrektion für die Temperaturänderung ganz vernachlässigen.

Will man den Einfluß der Änderung des Barometerstandes schätzen, so muß man h sowohl als auch T als konstant ansehen. Dann hat man:

$$dP = dH - dh_1 - dH + \varrho dh_3\left(1 + \frac{s_3}{s_2}\right),$$

$$dP[s_1(a - h_1) + v + s_2(b - h_2)] - P(s_1 dh_1 + s_2 dh_2) = 0,$$

$$s_2 dh_2 = -\,s_3 dh_3.$$

Eliminieren wir dh_1, dh_2, dP, und vernachlässigen wir kleine Größen, so erhalten wir:

$$\frac{dh_3}{dH} = -\,\frac{a - h_1}{P\varrho\left(1 + \frac{s_3}{s_2}\right)},$$

was in meinem Falle nahezu $-0{,}04$ mm für eine Änderung des Barometerstandes um 1 mm Hg ergibt. Eine Änderung des Barometerstandes um 10 cm Quecksilber verursacht also nur eine

Verschiebung des Schreibstiftes, die noch nicht $^1/_2$ mm beträgt. Bei den tatsächlichen Verhältnissen ist also die Korrektion für die Änderung des Barometerstandes ganz unmerklich. Bei den obigen Rechnungen habe ich v gegen das Volumen des Tauchgefäßes vernachlässigt. Der Einfluß von v ändert aber tatsächlich die obigen Schlüsse nicht merklich.

In hohen Breiten, wo die See oft gefriert, arbeitet der vorliegende Gezeitenmesser ebensogut. Er kann auch zur Aufzeichnung der Gezeiten auf offener See Verwendung finden. Für diesen Zweck ist es besser, den Registrierapparat an einem Seil aufzuhängen, statt ihn auf Deck aufzustellen. Das Tauchgefäß wird auf den Meeresgrund versenkt. Ist das Meer zu tief, so muß man das Gefäß in geeigneter Tiefe mittels einer Boje aufhängen, welche mit drei Ankerseilen befestigt ist. Um Störungen durch Oberflächenwellen zu vermeiden, ist es erforderlich, die Boje selbst in einer gewissen Tiefe unter dem Meeresspiegel zu halten.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. Mai 1905.)

Neue Berechnung einer aplanatischen Brenn- und Beleuchtungslinse.

Von W. Pscheidl.

Sei $DMBED$ (Fig. 1) ein Achsenschnitt der gesuchten Linse, FN die optische Achse und F ein Brennpunkt derselben, so muß, wenn die Linse der gestellten Anforderung entsprechen soll, jeder Lichtstrahl, welcher von F kommend die Linse trifft, also auch der Strahl FM, so gebrochen werden, daß er sich in ihr parallel zur optischen Achse fortpflanzt und aus der zweiten Grenzfläche DE der Linse ungebrochen austritt, da er zu dieser normal gerichtet ist.

Ist F der Ursprung des Koordinatensystems und sind $FP = x$ und $MP = y$ die Koordinaten des Punktes M, so ist

$$y = x \operatorname{tg} \varphi. \tag{1}$$

Für φ kann man $\alpha - \beta$ setzen, wenn man

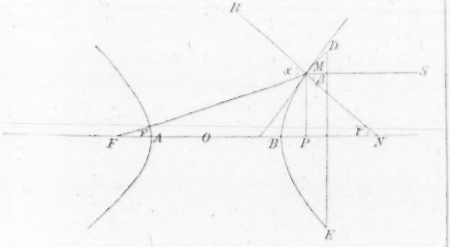


Fig. 1.

den Einfallswinkel des Strahles FM, nämlich $\sphericalangle FMR$, mit α und den Winkel, welchen der gebrochene Strahl MS mit dem Einfallslote RN bildet, nämlich $\sphericalangle NMS$, mit β bezeichnet, und erhält:

$$y = \frac{\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\beta}{1 + \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta} x. \tag{2}$$

Bezeichnet man ferner den Brechungsexponenten der Linsensubstanz mit n, so ist

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$$

und, weil $\beta = \psi$ ist, wenn $\sphericalangle MNP$ mit ψ bezeichnet wird,

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{dx}{dy},$$

also

$$\sin\alpha = \frac{n\dfrac{dx}{dy}}{\sqrt{1 + \left(\dfrac{dx}{dy}\right)^2}}$$

und

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{n\dfrac{dx}{dy}}{\sqrt{1 - (n^2 - 1)\left(\dfrac{dx}{dy}\right)^2}}.$$

Setzt man die für $\operatorname{tg}\alpha$ und $\operatorname{tg}\beta$ gefundenen Werte in Gl. (2) ein, so erhält man, wenn man y' statt $\frac{dy}{dx}$ schreibt,

$$y'^4 + 2\frac{x}{y}y'^3 - (n^2 - 1)\left(\frac{x^2}{y^2} + 1\right)y'^2 + 2\frac{x}{y}y' - (n^2 - 1)\frac{x^2}{y^2} - n^2 = 0 \tag{3}$$

als Differentialgleichung der gesuchten Kurve $DMBE$.

Der Ausdruck, welcher die linke Seite der Gl. (3) bildet, besteht aus den Faktoren $y'^2 + 1$ und

$$y'^2 + 2\frac{x}{y}y' - (n^2 - 1)\frac{x^2}{y^2} - n^2.$$

Der erste der beiden Faktoren liefert die Wurzeln der Gl. (3): $y' = \sqrt{-1}$ und $y' = -\sqrt{-1}$, welche imaginär und daher unbrauchbar sind. Der zweite Faktor liefert die Wurzeln:

$$y' = -\frac{x}{y} + n\sqrt{\frac{x^2}{y^2} + 1} \tag{4}$$

und

$$y' = -\frac{x}{y} - n\sqrt{\frac{x^2}{y^2} + 1}. \tag{5}$$

Gl. (4) gibt, wenn $x^2 + y^2 = r^2$ gesetzt wird, so daß

$$x + y\frac{dy}{dx} = r\frac{dr}{dx} \text{ ist, } r\frac{dr}{dx} = nr,$$

woraus sich durch Integration dieser Gleichung

$$r = nx + c \text{ oder } \sqrt{x^2 + y^2} = nx + c \quad (6)$$

ergibt.

Gl. (6) ist die Gleichung einer Kegelschnittslinie bezüglich eines rechtwinkligen Koordinatensystems, dessen Abszissenachse mit der Hauptachse und dessen Ursprung mit einem Brennpunkte der Kurve zusammenfällt, worin n die numerische Exzentrizität der Kurve bedeutet.

Da in unserem Falle $n > 1$ ist, haben wir es mit einer Hyperbel zu tun. Seien $2a$ die Haupt-, $2b$ die Nebenachse und e die Exzentrizität der Hyperbel, so ist $n = \frac{e}{a}$ und, wenn wir den Ast $DMBE$, Fig. 1, in Betracht ziehen, für $y = 0$, $x = a + e$, also

$$c = -(n-1)(a+e) = -\frac{e^2 - a^2}{a}$$

oder

$$= -(n^2 - 1)a. \quad (7)$$

Die gesuchte Linse ist also plankonvex und ihre gekrümmte Fläche ein Rotationshyperboloid.

Die Brennweite der Linse ist $FB = e + a$. Will man die Linse als Beleuchtungslinse verwenden, so setzt man die Lichtquelle in den Brennpunkt F der Linse, will man sie als Brennlinse verwenden, so läßt man parallele Lichtstrahlen senkrecht auf ihre ebene Fläche fallen.

Die Gl. (5) liefert für unsere Zwecke nichts Neues. Daß die gefundene Linse wirklich der gestellten Anforderung entspricht, kann man in folgender Weise dartun: für den Schnittpunkt M, Fig. 1, der Geraden FM mit dem Hyperbelaste $DMBE$ findet man mittels der Gl. (1) und (6), nachdem man in die letztere aus Gl. (7) für c den Wert $-(n^2-1)a$ eingesetzt hat,

$$x = \frac{(n^2-1)a\cos\varphi}{n\cos\varphi - 1},$$

und

$$y = \frac{(n^2-1)a\sin\varphi}{n\cos\varphi - 1}.$$

Aus Gl. (6) ergibt sich ferner mit Berücksichtigung des Wertes $-(n^2-1)a$ für c:

$$\frac{dx}{dy} = \frac{y}{(n^2-1)(x - an)}.$$

Setzt man in diese Gleichung die eben gefundenen Werte für x und y ein und bedenkt gleichzeitig, daß

$$\frac{dx}{dy} = \operatorname{tg}\psi$$

ist, so erhält man

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\sin\varphi}{n - \cos\varphi}$$

und daraus schließlich

$$\sin\psi = \frac{\sin(\varphi + \psi)}{n} = \frac{\sin\alpha}{n} = \sin\beta.$$

Es ist also der gebrochene Strahl MS mit der optischen Achse der Linse parallel gerichtet.

Da FM einen beliebigen, von F auf die Linse fallenden Strahl darstellt, gilt dieses von allen Strahlen, welche von F kommend, die Linse treffen.

Als ich diese Arbeit fertig hatte, erfuhr ich, daß bereits Descartes in seiner Dioptrik die oben gefundene Eigenschaft der plankonvexen, hyperbolischen Linse nachgewiesen hat. Descartes verfuhr dabei in folgender Weise:

Ziehen wir von B (Fig. 2) aus parallel zur Achse DK der Hyberbel die Strecke $BA = B\mathfrak{F}$ und durch denselben Punkt B die Normale LG zur Tangente CE und fällen hierauf von A und $\mathfrak{F}$ Senkrechte auf LG, so ist wegen der Ähnlichkeit der Dreiecke ABL und $G\mathfrak{F}N$: $G\mathfrak{F} : AL = N\mathfrak{F} : AB$, und wegen $AB = B\mathfrak{F}$ auch $G\mathfrak{F} : AL = N\mathfrak{F} : B\mathfrak{F}$. Da aber auch $\triangle B\mathfrak{F}N \backsim \triangle H\mathfrak{F}O$ ist, ergibt sich auch $N\mathfrak{F} : B\mathfrak{F} = H\mathfrak{F} : O\mathfrak{F}$. Nun ist aber $O\mathfrak{F} = B\mathfrak{F} - BH = DK$, (Eigenschaft der Hyperbel) also auch $N\mathfrak{F} : B\mathfrak{F} = H\mathfrak{F} : DK$ und mit Rücksicht auf die zweite Proportion, $G\mathfrak{F} : AL = H\mathfrak{F} : DK$. Hat man also eine plankonvexe Linse, deren konvexe Grenzfläche die Hyperbel XDY zum Achsenschnitt und deren Linsensubstanz einen Brechungsexponenten hat, welcher gleich ist $H\mathfrak{F} : DK$, so werden alle

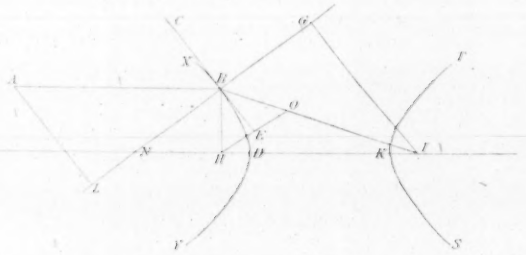


Fig. 2.

Lichtstrahlen, welche vom Brennpunkte $\mathcal{F}$ kommend die Linse treffen, so gebrochen, daß sie sich in derselben parallel zur optischen Achse der Linse fortpflanzen und beim Austritte aus derselben durch die ebene Grenzfläche keine Brechung mehr erfahren, weil sie zu dieser normal gerichtet sind. Descartes wollte mit dieser Linse das holländische Fernrohr, welches er damals bloß kannte, vervollkommnen und beschrieb in seiner Dioptrik auch eine Maschine zum Schleifen solcher Linsen. Sollte es mir mit diesen Zeilen gelingen, diese Linse, welche als Brenn- und Beleuchtungslinse gewiß Exaktes leistet, der Vergessenheit (?) zu entreißen, so wäre der Zweck derselben erreicht.

(Eingegangen 5. Juni 1905.)

Über die angeblich anomale Fortpflanzung des Lichtes im Brennraum.

Von Karl Strehl.

Vom Rand einer Kugelhaube ist ebensoweit wie vom Zentrum derselben bis zum Kugelmittelpunkt; diese triviale Erkenntnis führt uns zu dem Satz, daß bis zu einem jenseits der Kugelmitte (auf der Achse der Kugelhaube) liegenden Punkt vom Rand der Kugelhaube näher ist als vom Zentrum derselben. Wenn wir mithin uns unter der Kugelhaube eine Wellenfläche vorstellen und die Lichtwege längs der optischen Achse messen wollen, dann finden wir jenseits des Brennpunktes eine Verfrühung der Phase (diesseits eine Verspätung).

Ich verstehe nicht, wie diese einfache nach den Formeln der Beugungstheorie ohne weiteres rechnerisch festzustellende Tatsache zu der Meinung führen könnte, als ob das Licht im Brennraum sich anomal fortpflanze. Man darf doch nicht die längs eines Elementarstrahls (optische Achse) geltenden Gesetze auf das ganze Strahlenbündel ausdehnen. Bevor ich jedoch zur Berechnung für eine astigmatische Wellenfläche schreite, sei mir ein kurzer geschichtlicher Rückblick vergönnt.

In seinen experimentellen Arbeiten: „Über eine neue Eigenschaft der Lichtwellen" und „Über die anomale Fortpflanzung der Wellen" (C. R. 110, 1890 und 111, 1890) glaubte Gouy gefunden zu haben, daß vor bezw. nach einem Brennpunkt eine Verspätung bezw. Verfrühung der Elementarwellen um $\lambda/4$ stattfinde, entsprechend bei Cylinderwellen vor bezw. nach einer Brennlinie um $\lambda/8$. Ich verhielt mich gegen diese Anomalität von jeher skeptisch, äußerte auch vor mehreren Jahren mündlich Zweifel gegenüber Prof. Straubel, welcher diese einigermaßen teilte, und schriftlich gegenüber Prof. Pernter, welchen ich bereits auf die beugungstheoretisch völlig gesetzmäßig sich ergebenden Phasenverschiebungen bei sphärischer Aberration der Spiegel oder Linsen hinwies, in der Meinung, Gouys Resultat könne hiervon herrühren. Inzwischen ist G. Sagnac mit seinen Arbeiten: „Gesetz der anomalen Fortpflanzung des Lichtes in den optischen Instrumenten" und „Experimenteller Nachweis der Gesetze des Lichtes längs der Achse eines optischen Instrumentes" (C. R. 138, 479 und 619, 1904), sowie „Über die anomale Fortpflanzung des Lichtes in der Nähe einer Bildlinie" usw. (C. R. 139, 186, 1904) glücklicherweise auf den richtigen Weg gekommen, indem er theoretisch und experimentell nachwies, daß sich die Phase nicht sprungweise, sondern stetig ändert, einfach nach den Beugungsgesetzen. Diese kamen nun seit Jahren schon in den Formeln von Lommel und für aberrationsbehaftete Wellenflächen in den Formeln meiner „Theorie des Fernrohres" zum Ausdruck; mithin ist es nur natürlich, daß sich nach Wegräumung der Hindernisse aus meinen eigenen Formeln Resultate heraushole, die längst in ihnen vergraben lagen, und dies gleich allgemein für eine astigmatische Wellenfläche, aus welcher sich durch Spezialisierung der Fall der gewöhnlichen kugelförmigen herleitet.

Die Lichtstärke im Bildpunkt setzt sich beugungstheoretisch zusammen aus den Quadraten eines Kosinusintegrals und eines Sinusintegrals; beide sind für sämtliche Aberrationen in meiner „Theorie des Fernrohrs" (Leipzig, 1894) angegeben, wenigstens durch die ersten Glieder einer Reihe. Es ist mithin $M^2 = C^2 + S^2$ und man findet nun die Phasenverschiebung φ (wobei $\lambda = 2\pi$) höchst einfach durch $\tan\varphi = S/C$; ein pos. Wert entspricht einer Verspätung, ein neg. einer Verfrühung (vgl. S. 30 a. a. O.).

Sei nun $\mathfrak{r}$ = Objektivhalbmesser, $\rho = 1$. Brennweite (bis zur 1. Brennlinie), $q = 2$. Brennweite (bis zur 2. Brennlinie), ζ = Bildweite längs der optischen Achse (bis zu dem Bildpunkt, wo man die Phase mißt), $\zeta - \rho = \Delta_1$, $\zeta - q = \Delta_2$, λ = Wellenlänge, $\mathfrak{P} = \pi\,\Delta_1\,\mathfrak{r}^2/\lambda\rho^2$, $\mathfrak{Q} = \pi\,\Delta_2\,\mathfrak{r}^2/\lambda q^2$; wir erhalten nach S. 71 a. a. O. unschwer ($\mathfrak{P}$ und $\mathfrak{Q}$ haben eine etwas andere Bedeutung):

$$C = +(\pi\,\mathfrak{r}^2/\lambda\rho)\,\{1 - (1/3.\,8.\,2)(3\,\mathfrak{P}^2 + 2\,\mathfrak{P}\,\mathfrak{Q} + 3\,\mathfrak{Q}^2) + (1/5.\,128.\,24)(35\,\mathfrak{P}^4 + 20\,\mathfrak{P}^3\mathfrak{Q} + 18\,\mathfrak{P}^2\mathfrak{Q}^2 + 20\,\mathfrak{P}\mathfrak{Q}^3 + 35\,\mathfrak{Q}^4) + \ldots\}$$

$$S = -(\pi\,\mathfrak{r}^2/\lambda\rho)\,\{(1/2.\,2)(\mathfrak{P} + \mathfrak{Q}) - (1/4.\,16.\,6)(5\,\mathfrak{P}^3 + 3\,\mathfrak{P}^2\mathfrak{Q} + 3\,\mathfrak{P}\,\mathfrak{Q}^2 + 5\,\mathfrak{Q}^3) + (1/6.\,256.\,120)(63\,\mathfrak{P}^5 + 35\,\mathfrak{P}^4\mathfrak{Q} + 30\,\mathfrak{P}^3\mathfrak{Q}^2 + 30\,\mathfrak{P}^2\mathfrak{Q}^3 + 35\,\mathfrak{P}\,\mathfrak{Q}^4 + 63\,\mathfrak{Q}^5) + \ldots\}$$

(S hat a. a. O. aus Bequemlichkeit stets das entgegengesetzte Vorzeichen.)

Diese Reihen kann man unschwer fortsetzen und für jeden Bildort den numerischen Wert

für $\tan\varphi = S/C$ finden. Ohne mich hiermit aufzuhalten, schreite ich gleich zu dem Fall $\rho = q$, mithin $\mathfrak{P} = \mathfrak{D}$, welcher ein besonders einfaches Resultat liefert.

Wir finden nämlich

$$C = +(\pi r^2/\lambda\rho)\cdot(1/\mathfrak{P})\cdot\sin\mathfrak{P},$$

wobei $\sin\mathfrak{P} = 2\sin\mathfrak{P}/2\cdot\cos\mathfrak{P}/2$

$$S = -(\pi r^2/\lambda\rho)\cdot(1/\mathfrak{P})\cdot(1-\cos\mathfrak{P}),$$

wobei $1-\cos\mathfrak{P} = 2\sin^2\mathfrak{P}/2$

$$\tan\varphi = S/C = -\tan\mathfrak{P}/2, \text{ mithin } \varphi = -\mathfrak{P}/2$$

$$M^2 = C^2 + S^2 = (\pi r^2/\lambda\rho)^2\cdot(\sin\varphi/\varphi)^2,$$

wobei $\varphi = -\mathfrak{P}/2$.

Mithin werden die Verhältnisse längs der optischen Achse bezüglich der Phasenverfrühung und Lichtstärke durch derart einfache Ausdrücke gekennzeichnet, daß sich jedes weitere Wort von selbst erspart. Ich lege jedoch Wert auf die Ableitung dieser vielleicht auch von Sagnac gefundenen (in den o. a. Arbeiten finde ich keine Formeln; er gibt an, die geometrische Methode verwendet zu haben; die Orte, wo er ausführlichere Mitteilungen versprach, sind mir nicht zugänglich) Ergebnisse aus so allgemeinen Formeln, wie sich in meiner Fernrohrtheorie finden und die die Phasenverhältnisse nicht allein längs, sondern auch seitlich der optischen Achse bestimmen lassen würden.

(Eingegangen 15. Juli 1905.)

Dichtebestimmung des Chlors bei hohen Temperaturen.

Von Max Reinganum.

Der im folgenden beschriebene Apparat sollte zur Bestimmung der Dichte von Chlor, Brom und Jod bei hohen Temperaturen dienen. Umstände halber konnte zunächst nur Chlor untersucht werden und ich teile die angewandte Methode und die bis jetzt erhaltenen Resultate mit. Ein Quarzluftthermometer a (s. Figur) von ca. 158 ccm Inhalt endete in eine geradlinige Kapillare, deren innerer Durchmesser ca. $^1/_2$ mm betrug. An dieselbe schloß sich eine Glaskapillare von ca. 15 cm Länge an, die sich zu einem langen Gefäß b von ca. 250 ccm Inhalt erweiterte. Letzteres war von einem Glasmantel umgeben nach Art der bekannten Rückflußkühler, so daß es bei Durchleiten von Dampf durch den Mantel auf einer beliebigen konstanten Temperatur (über dem normalen Siedepunkt der zu untersuchenden Gase) gehalten werden konnte. Oben verengt sich das Gefäß wieder zu einer (weiteren) Kapillare, die wie die Austrittsöffnung bei dem V. Meyerschen Apparat der Dampfdichtebestimmung umgebogen ist.

Beim Erwärmen des mit dem Gas gefüllten Luftthermometers tritt Gas in das obere Gefäß und Luft wird verdrängt. Um c befindet sich eine kleine pneumatische Wanne und ein Auffangegefäß. Die Luft wird hier aufgefangen und gemessen. Wird das Luftthermometer einmal mit dem Gas, ein anderes Mal mit Luft gefüllt, so ergibt die Differenz der bei c austretenden Luftmenge ein Maß für die eingetretene Dissoziation. Die Berechnung läßt sich deshalb durchführen, da in der Nähe der Siedetemperatur die Dissoziation der Halogengase vernachlässigt werden kann.

Die Methode ist also eine Verdrängungsmethode, sie unterscheidet sich aber von der von V. Meyer darin, daß das Volumen des im Dissoziationszustand befindlichen Gases ein streng begrenztes ist.

Das Luftthermometer wird mit Benutzung der Kapillaren bei e und der Dreiweghähne d und e mit dem zu untersuchenden Gas, das obere Gefäß mit trockener Luft gefüllt. Die eine der Kapillaren bei e wurde mit einer Wasserluftpumpe, die andere unter Zwischenschaltung von Trockenapparaten mit dem Gasentwicklungsapparat verbunden, es konnte daher durch öfteres Evakuieren die Luft beliebig verdrängt werden.

Durch die Hähne zwischen Luftthermometer und Verdrängungsgefäß sowie zwischen letzterem und der Austrittsöffnung kann der Gasaustritt in einem beliebigen Augenblick vorgenommen werden.

Die Kapillare von a bis b ist natürlich ebenfalls auf einer Temperatur über dem Siedepunkt des betreffenden Gases zu halten.

Die Verbindung der Quarz- und Glaskapillaren konnte bei den Versuchen mit Chlor durch Siegellack und ein darübergeschobenes Messingrohr hergestellt werden. Eine für höhere Temperatur günstige Verbindung von Quarz und Gläs, die bei den anderen Gasen anzuwenden wäre, ist noch nicht ausprobiert.

Die Heizquelle war ein elektrischer Ofen von Heraeus. Auf gleiche Temperatur wurde mit Hilfe eines Platin-Platinrhodiumelements eingestellt. Die Ablesung des Stromes geschah mit Abzweigung an einem Dubois-Rubensschen Galvanometer.

Das Thermoelement war durch einen Gipsring mit dem Luftthermometer fest verbunden. Die heiße Lötstelle und das Luftthermometer befanden sich, um die Temperaturverschiedenheiten im Innern des Ofens zu vermindern, in einem aus Asbestpapier gefertigten, mit Asbestwolle gefüllten Zylinder. Der Zylinder wurde öfters erneuert und konnte mit Hilfe von Wasserglas leicht hergestellt werden.

Der ganze Apparat war an einem Gestell befestigt und konnte bequem auf und ab bewegt werden.

Besonderes Gewicht wurde auf die genaue Messung der austretenden Luftmenge gelegt.

Es zeigte sich, daß diese durch Auswägung gut festgestellt werden konnte.

Als Auffangegefäß diente ein umgekehrt stehendes Kölbchen, dessen dicker Rand abgeschliffen war und mit einer matt geschliffenen Glasplatte abgeschlossen werden konnte.

Nachdem die Luft aufgefangen war, wurde das Kölbchen mit Hilfe der Glasplatte und eines Halters aus dem Bade herausgenommen und zunächst zur genaueren Temperaturbestimmung und Ermittelung der Höhe des Wasserstandes im Kölbchen in ein anderes Bad gesetzt. Sodann wurde es wieder mit Hilfe der Glasplatte herausgenommen und gewogen.

Nach den für Luft erhaltenen Resultaten dürfte sich diese Art der Volummessung auch bei der Anwendung der V. Meyerschen Methode der Dampfdichtebestimmung empfehlen, wenn man größere Genauigkeit erhalten will.

Zunächst wurden Versuche mit trockener Luft gemacht, bei welchen der Hahn zwischen *a* und *b* (s. Figur) offen gehalten wurde. Der Hahn *c* wurde erst geöffnet, nachdem das Luftthermometer die Endtemperatur angenommen hatte.

Die unter gleichen Bedingungen ausgeführten Versuche ergaben sehr gut übereinstimmende Resultate. Und zwar ergaben die drei Versuche das Gewicht des Kölbchens zu 110,130 g, 110,175 g und 110,135 g, also Übereinstimmung auf $^1/_{20}$ ccm. Bei Einführung des Ausdehnungskoeffizienten des Quarzes und Berücksichtigung der Korrektionen ergibt sich die Temperatur zu 1137° C.

Bei diesen Versuchen war der Glasmantel mit Wasser gefüllt, dessen Temperatur an einem eingeschliffenen Thermometer abgelesen wurde.

Durch eine horizontale Pappscheibe über *d* und Bedeckung des Ofens mit Asbest wurden warme Luftströmungen vom oberen Gefäß fern gehalten. Der Ofen wurde stets in größerer Entfernung vom Apparat angeheizt.

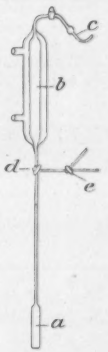
Um die Versuche mit Chlor in ebendieser Weise zu machen, erwiesen sich die Größenverhältnisse von Luftthermometer zu Auffangegefäß als nicht günstig. Während des Erwärmens des Luftthermometers diffundierte Chlor in den oberen Teil des Auffangegefäßes, so daß Chlor mit austrat und die Luftmenge zu klein gefunden wurde. Es machte sich dies sogleich an dem Geruch bemerkbar.

Es lag dies an einer nachträglichen Vergrößerung des Luftthermometers, das zuerst wesentlich kleiner als gemäß der Bestellung ausgefallen war, hiernach war das Verdrängungsgefäß konstruiert worden.

Es wurden daher die Versuche so abgeändert, daß von einer wesentlich höheren Temperatur als Zimmertemperatur ausgegangen wurde.

Die Hähne *d* und *e* wurden so gestellt, daß bis zu einem bestimmten Ausschlag des Galvanometers (schwacher Rotglut entsprechend) die Luft bezw. das Gas durch die seitliche Kapillare austrat, dann erst wurde das obere Gefäß mit dem Luftthermometer verbunden.

Es zeigte sich, daß auf diese Weise, da viel kleinere Gasmengen in das obere Gefäß übertraten, die Messungen ausgeführt werden konnten, dagegen ergab sich viel geringere Genauigkeit, wohl besonders deshalb, da die untere Temperaturgrenze nicht genügend lange und gut konstant erhalten werden konnte. Die Resultate zeigen daher viel größere Schwankungen als die zuerst mitgeteilten.



Es wird daher empfehlenswert sein, für die Einhaltung der unteren Temperatur ein konstanteres Temperaturbad zu gebrauchen. Mit Luft wurden 5 Versuche gemacht. Die Wägungen ergaben mit einem kleineren Auffangegefäß als das frühere 115,73 g; 112,54 g; 114,77 g; 113,57 g; 115,08 g. Im Mittel 114,34 g.

Das Chlor wurde aus Chlorkalk mit Salzsäure entwickelt, in Wasser gewaschen und mit Schwefelsäure getrocknet. Es wurden drei Versuche ausgeführt. Die Schwankungen fielen in etwas engere Grenzen wie bei Luft, das Mittel ist 114,03 g.

Auf die zahlenmäßige Übereinstimmung kann bei den Schwankungen im einzelnen kein zu großer Wert gelegt werden, jedenfalls kann man aber sagen, daß die Versuche nicht damit im Widerspruch stehen, daß bei 1137° C noch keine merkliche Dissoziation des Chlors stattfindet.

Das Resultat steht daher im Gegensatz zu den ersten Beobachtungen von V. Meyer[1]), bei welchen beträchtliche Dissoziation bei etwas höherer Temperatur gefunden wurde, ist dagegen in Übereinstimmung mit den Versuchen

1) V. Meyer, Chem. Ber. 1426, 1879.

Crafts[1]), der unter Abänderung des Verfahrens von V. Meyer keine Dissoziation fand.

Spätere Versuche von V. Meyer mit H. Züblin mit chemischer Bestimmung des Chlors[2]), die bei der Temperatur ca. 1150° C ausgeführt wurden, ergaben ebenfalls keine Dissoziation.

Meine Versuche unternahm ich zu dem Zweck, die Dissoziation der Halogengase möglichst bei einigen Temperaturen zu bestimmen, um die Daten zur Berechnung der Dissoziationswärmen zu erhalten, ich beabsichtige dieselben nach dieser Richtung fortzusetzen.

Die Versuche wurden im Straßburger physikalischen Institut ausgeführt. Herrn Prof. Braun sage ich für die Überlassung der Mittel des Instituts herzlichen Dank; ein Teil der Kosten wurde von einer von der westfälischen Provinzialstiftung zur Verfügung gestellten Summe bestritten.

Straßburg, Juni 1905.

(Eingegangen 21. Juli 1905.)

1) J. M. Crafts u. F. Meier, Compt. rend. **90**, 506.
2) V. Meyer u. H. Züblin, Chem. Ber. 399, 1880.

VORTRÄGE UND REDEN.

Über die Veränderlichkeit des spezifischen Gewichtes beim Ziehen, Walzen, Pressen und Tordieren von Drähten.

Von Georg W. A. Kahlbaum.[1])

M. H.! Die Arbeit, über die ich Ihnen einen kurzen Bericht geben will, knüpft an die Metalldestillation an.

Ich wollte mir durch die Destillation im Vakuum reine Metalle verschaffen, um die physikalischen Konstanten festzulegen, unter diesen nicht zuletzt die Dichte. Denn merkwürdigerweise ist diese so landläufige Größe für die Mehrzahl der Stoffe, zunächst der Metalle, noch unbekannt.

Es ist z. B. bekannt das spezifische Gewicht

für gegossenes,
zu Draht gezogenes,
gehämmertes,
elektrolytisches
} Kupfer;

die in Landolts Tabellen dafür angegebenen Zahlen schwanken zwischen 8,3 und 8,9, also um fast 8%, aber welches die Dichte des chemischen Elementes *Cu* ist, das weiß kein Mensch zu künden.

Und doch werden wir uns unbedingt der Meinung Retgers anschließen müssen, der 1889 noch ausdrücklich betonte: „Absolut reine kompakte Substanz kann nur ein bestimmtes spezifisches Gewicht haben[2]".)

Die destillierten Metalle waren sehr rein, absolut rein waren sie nicht; sie waren aber sicher nicht kompakt, das Zusammenschmelzen im Vakuum war vielmehr dem Auftreten kleiner Hohlräume, sogenannter Gußfehler, besonders günstig. Deshalb wurden die Metalle hohen Drucken ausgesetzt, unter der Voraussetzung, daß, wenn die Gußfehler zugepreßt wären, die Metalle das höchste, somit ihr wirkliches spezifisches Gewicht, als sehr reine kompakte Substanzen erreichen würden. Diese Voraussetzung erwies sich als falsch! — Wie ich zuerst auf der Naturforscher-Versammlung von 1901 in Hamburg bekannt gab, wuchsen beim Pressen die Dichten sämtlicher von mir studierten Metalle, und dies waren:

Pb, *Cd*, *Cu*, *Zn*, *Sb*, *Au* und *Ag*,

um dann spezifisch leichter zu werden.[1])

Die gemachte Beobachtung fand ich an einzelnen älteren und jüngeren Beispielen in der Literatur bestätigt. So auch bei Versuchen, die Hr. Spring in Lüttich angestellt hatte. Aber er so wenig wie die älteren Beobachter hatten den vereinzelten Tatsachen Bedeutung beigemessen, sie waren übersehen worden, so daß Hr. Spring 1904 in einer Arbeit: „Über den Rückgang der Dichte, den gewisse Körper infolge hohen Druckes erleiden" mir die erste Feststellung der Tatsache selbst vindizierte.[2])

Die Beobachtungen hatten also gelehrt, daß die Dichte wächst, um dann zurück zu gehen. Dieser Umschlag konnte offenbar erst erfolgen, nachdem der Stoff den Punkt absoluter Kompaktheit und damit den des höchsten möglichen, d. h. des wahren spezifischen Gewichtes, durchlaufen hatte.

So schien also die Möglichkeit gegeben, dasselbe auf diesem Wege zu finden.

Der Plan war: während des Pressens die Änderung der elektrischen Leitfähigkeit zu verfolgen, die ohne Zweifel in dem Umschlagspunkt das Vorzeichen ändern mußte.

1) Vortrag, gehalten bei der Jahresschlußsitzung des Oberrheinischen Chemiker-Vereins in Bad Flühen (Kt.-Baselland) am 9. Juli 1905. Die ganze recht umfängliche Arbeit wird in der Zeitschrift für Anorganische Chemie noch in diesem Sommer erscheinen.

2) Bestimmung des spezif. Gewichtes von in Wasser löslichen Salzen. Zeitschrift f. physik. Chemie, **3**, 292, 1889.

1) Vergl. diese Zeitschrift **3**, 36, 1901 und Verhandl. der Naturforschenden Gesellschaft zu Basel, **15**, 17, 1901, dort ist auch der kl. Druckfehler beim *Cd* verbessert.

2) Journal de Chimie-Physique **1**, 596: „Le mérite de la découverte de la dilatation des corps par la pression appartient donc à M. Kahlbaum."

Bei der Ausführung waren für die Leitung Drähte vorgesehen, die z. T. hätten mit gepreßt werden müssen, das gab Veranlassung, das Verhalten der Metalle beim Verwandeln in Draht zu studieren.

Ich habe ausdrücklich gesagt beim Verwandeln in Draht, denn nicht alle Metalle lassen sich zu Draht ziehen, Blei z. B. und Zinn lassen sich nur zu Draht walzen, und allen Chemikern ist ja die Natriumpresse, in der Natrium zu Draht gepreßt wird, bekannt.

Daß das Walzen ein dem Pressen analoger Vorgang ist, braucht nicht betont zu werden, aber auch das Ziehen zu Draht ist etwas ähnliches.

Beim Ziehen muß das Metall ein enges, scharfkantiges Loch passieren. Dabei wird demselben, wie man zu sagen pflegt, das Fell über die Ohren gezogen. Hinter dem Zieheisen bildet sich ein Wulst zurückgehaltener Oberhaut und nur durch die Kohäsion zusammengehalten, folgen die im Innern befindlichen Molekeln dem Zuge und pressen sich durch die Öffnung.

Es werden also auch bei diesem Vorgehen zunächst die Gußfehler verschwinden und damit wird das spezifische Gewicht wachsen, ist aber das Maximum der Dichte erreicht, dann wird — wie das ja schon beim Pressen konstatiert wurde — eine Lockerung der Kohäsion und damit eine Verminderung der Dichte eintreten müssen.

Daß ein solcher oder doch ein ähnlicher Vorgang tatsächlich stattfindet, beim Walzen wie beim Ziehen, ist augenscheinlich. Gezogene Drähte springen, plastern ab, werden hart, lassen sich nicht weiter ziehen, sondern reißen.

Gewalzte Bleche bekommen Spannung, wölben sich, fransen an den Kanten aus, und erst nach dem Erwärmen werden Bleche wie Drähte wieder traitabel.

Den Grund dieser Störung des Gleichgewichts, sei es in der Bewegung oder dem Aufbau der Atome oder Atomkomplexe, suche ich in dem Satze der Atomtheorie: „Zu nahe aneinander gerückte Atome stoßen einander ab", und sehe ich ein Analogon in der Tatsache, daß bei sehr hohen Drucken die Gase dem Boyleschen Gesetz nicht mehr folgen: „L'Hydrogène est un gaz plus que parfait" — sagte Regnault, eine weitere Analogie finde ich in der Sprengwirkung durch Eis usw. —

Daß die Metalle nicht, wie die Gase, sofort nach dem Aufheben des Druckes in den früheren Zustand zurückkehren, ist aus der geringeren Beweglichkeit der Molekeln bei Stoffen im starren Zustand leicht erklärlich. Die Reversion findet erst statt, wenn durch Erwärmung die lebendige Kraft der kleinsten Teilchen erhöht wird.

Betrachtung dieser bekannten Vorgänge, d. h. der äußerlich sichtbaren Folgen der Umlagerung beim Drahtziehen, Blechwalzen usw. führten uns dahin, anzunehmen, daß mit denselben auch eine Änderung des spezifischen Gewichtes Hand in Hand gehen wird, die, wie das Auftreten dieser Veränderungen, durch Erwärmen wird hintangehalten oder rückgängig gemacht werden können.

Mehr schien sich als begründete Vermutung vorerst nicht aussprechen zu lassen.

Und doch lässt sich noch weiter argumentieren: Wenn durch Erhitzen die Rückkehr in den früheren Zustand veranlaßt wird, so werden auch Molekeln oder Molekularverbände dadurch wieder in ihre frühere Lage zurückkehren und wir werden damit zu dem sonderbaren Schluß geführt, daß infolge von Erhitzung dieselben dauernd näher aneinander gerückt, will sagen, die Amplituden ihrer Schwingungen verringert werden und damit das spez. Gewicht zunehmen muß.

Wir haben gesehen, daß Mangel an Kompaktheit durch Pressen überwunden wird, dieser Mangel wird bei nachherigem Erhitzen nicht wieder auftreten, sondern gehoben bleiben. Falls also neben der reversiblen Umlagerung nicht noch eine tiefergreifende, nicht umkehrbare, einhergeht, die sehr wohl denkbar ist, wird also ein gepreßtes Metall nach dem Erhitzen nicht nur bis zu seinem spezifischen Gewicht vor der Pressung aufsteigen müssen, sondern bis zu dem Punkte höchster Dichte, der für dasselbe in diesem Zustand überhaupt erreichbar ist, und durch den es, unserer experimentell gestützten Annahme nach, hindurch gegangen sein muß. Dieser Punkt höchster Dichte ist aber sein wahres spezifisches Gewicht für den gewöhnlichen Zustand.

Daß dem so ist, soll mit den Zahlen, die ich in folgendem geben werde, nachgewiesen werden. Die Dichtebestimmungen wurden nach der Archimedischen Methode ausgeführt, jede einzelne Wägung wurde unter Entlastung und Kontrollierung der Einstellung der Wage dreimal wiederholt. Von den 176 Resultaten, die auf diese Weise gewonnen wurden, sind 38 das Mittel aus 3 und 138 das Mittel aus 2 vollständig durchgeführten Dichtebestimmungen. Auf diese Weise ist es gelungen, die mittlere Abweichung für die endgültigen Resultate bis auf 0,00053 herabsetzen zu können, eine Leistung, die als in hohem Maße befriedigend bezeichnet werden darf.

Die sämtlichen Bestimmungen wurden ausnahmslos von meinem Mitarbeiter Hrn. Dr. Ed. Sturm ausgeführt. Die ersten Versuche

wurden mit drei Proben Werkplatin[1]), das uns die Firma Heräus in zuvorkommendster Weise zur Verfügung gestellt hatte, vorgenommen. Es waren drei abgedrehte Zylinder von Durchschnittsgewicht 32 g, die dann zu Stäbchen von 3 mm Durchmesser und 55 mm Länge umgeschmiedet und gestreckt wurden. Damit war ihnen die für das Ziehen nötige Form gegeben.

Dann wurde jeder nacheinander zu Draht von 1 mm, 0,7 mm und 0,4 mm kalt gezogen, dabei ganz wie in der Fabrik der Brauch, vor jedem Weiterziehen 3 Minuten hindurch weiß geglüht. Der eine Draht wurde noch bis auf 0,1 mm weiter gezogen, doch ließen wir uns an dem einen Fall genügen, weil der Draht mittlerweile 165 m lang geworden war, eine für Dichtebestimmung recht wenig handliche Dimension.

Ich will nun zunächst diese Zahlen mitteilen.

Tabelle I.

Werkplatin.

	I	II	III
1. Platinzylinder	21,2137	21,3060	21,1326
2. Platinstäbchen geschmiedet und gewalzt	21,4314	21,4194	21,4144
3. Platindraht von 1,0 mm kalt gezogen	21,4136	21,4226	21,4233
4. Platindraht 3. 3 Min. weiß geglüht	21,4314	21,4323	21,4374
5. Platindraht von 0,7 mm kalt gezogen	21,4181	21,4157	verunglückt
6. Draht 5. 3 Min. weiß geglüht	21,4314	21,4315	21,4332
7. Platindraht von 0,4 mm kalt gezogen	21,4142	21,4147	21,4134
8. Platindraht 7. 3 Min. weiß geglüht	21,4308	21,4310	21,4317
9. Platindraht von 0,1 mm kalt gezogen	21,4133	—	—
10. Platindraht 9. 3 Min. weiß geglüht	21,4346	—	—

Die Zahlen belegen alles, was gesagt wurde. Die Platinzylinder zeigen, obgleich sie aus einem Barren abgedreht waren, große Differenzen bis zu 0,173. Nach dem Schmieden und Walzen steigen die Dichten um rund 0,200 im Mittel, die Differenzen fallen auf den zehnten Teil des Wertes 0,017 — die Gußfehler beginnen zu verschwinden —, aber die leichteren Drähte II und III steigen beim ersten Ziehen scheinbar noch an — Verschwinden weiterer Gußfehler —, während I schon sinkt. Dann aber wechselt regelmäßig Steigen beim Erwärmen mit Sinken der Dichte beim kalt Ziehen. Die Differenz gleichbehandelter Drähte sinkt bis auf rund 0,001, während die Dichten geglühter und kaltgezogener Drähte um rund 0,0150 voneinander abweichen.

1) Vergl. auch: Drude, Annalen der Physik, 14, 578, 1904.

Nicht mit der gleichen Ausführlichkeit, aber doch stets in mehrfachen Exemplaren haben wir die Veränderlichkeit der Dichte beim Ziehen und Glühen der Drähte für die folgenden Metalle nachgewiesen.

Tabelle II.

Gezogene Drähte.

	Draht	Spez. Gewicht	Differenz
Werkplatin	weich	21,4320	−0,0150
	hart	21,4170	
Platin (rein)	weich	21,4403	−0,0067
	hart	21,4336	
Platiniridium	weich	21,4938	−0,0172
	hart	21,4766	
Gold	weich	19,2602	−0,0096
	hart	19,2506	
Aluminium	weich	2,7031	−0,0036
	hart	2,6995	
Kadmium	weich	8,6434	−0,0037
	hart	8,6397	
Nickel	weich	8,8440	−0,0841
	hart	8,7599	
Kupferaluminium	weich	8,2377	−0,0140
	hart	8,2237	
Zinn?	weich	7,2926	−0,0099
	hart	7,2827	
Silber	—	—	—
Kupfer	—	—	—
Eisen	—	—	—

Sie sehen, m. H., daß die Veränderlichkeit der Dichte eine ganz allgemeine Eigenschaft zu sein scheint, und, wohl verstanden, diese Differenz ist stets durch Reversion erhärtet, d. h. die Drähte wurden nicht nur kalt gezogen und dann erwärmt, sondern mindestens noch einmal kalt weiter gezogen und von neuem erhitzt.

Zinn läßt sich nicht ziehen, sondern nur zu Draht walzen. Es zeigte sich dabei auch wohl ein Rückgang der Dichte, aber die Reversion, die sich durch die Wiederzunahme beim Erhitzen dokumentieren sollte, haben wir nicht konstatieren können, daher das Fragezeichen.

Silber-, Kupfer- und Eisendraht hat sich mit wünschbarer Genauigkeit nicht bestimmen lassen. Das darf nicht auffallen, sagt doch z. B. Matthiessen in seiner berühmten Arbeit[1]): „Mit dem Silber war es nicht möglich, übereinstimmende Resultate zu erhalten, obgleich es unter Borax, Chlornatrium, Holzkohle und im Wasserstoffstrom geschmolzen worden war. Der oben angeführte Wert 10,4681 ist das Mittel aus dreizehn verschiedenen Bestimmungen, welche zwischen 10,214 und 10,511 variierten."

Außer den gezogenen und gewalzten Drähten haben wir auch noch Drähte gepreßt, und zwar Drähte von Legierungen mit niederem Schmelzpunkt. Es wurden Drucke bis zu rund

1) Pogg. Ann., 110, 26, 1860.

8000 kg auf den Quadratzentimeter angewendet. Dabei ließen sich alle 6 Legierungen, die wir prüften, zu Drähten pressen, aber unter den innegehaltenen Bedingungen ergaben nur 3 von ihnen solche Drähte, die sich für die von uns angewandte Methode der Dichtebestimmung eigneten. Zur Reversion wurden die gepreßten Drähte nach der Bestimmung längere Zeit bis dicht unter ihrem Schmelzpunkt erhitzt.

Das Resultat zeigt die folgende Tabelle, die richtiger umgekehrt hätte geschrieben werden sollen, da man nur den gepreßten, also den harten Draht durch Erwärmen zu weichem erhitzen, ihn nicht aber weiter ziehen oder pressen kann — zu Draht gepreßt können nur kompakte Stücke werden — aber der Analogie zuliebe wurde die Anordnung der früheren Tabelle beibehalten. Auch die Bezeichnungen „weich" und „hart" sind cum grano salis aufzufassen.

Tabelle III.

Gepreßte Drähte.

	Draht	Spez. Gewicht	Differenz	Zusammensetzung
Legierung Wood Smp. 65° C	weich	9,6735	—0,0074	50 *Bi*, 25 *Pb*, 12,5 *Cd*, 12,5 *Sn*
	hart	9,6661		
Legierung IX Smp. 71° C	weich	9,2940	—0,0103	47,75 *Bi*, 18,39 *Pb*, 13,31 *Cd*, 20,55 *Sn*
	hart	9,2837		
Legierung VIII Smp. 96° C	weich	9,8223	—0,0512	52 *Bi*, 32 *Pb*, 16 *Sn*
	hart	9,7711		

Auch diese Zahlen bestätigen das früher Gefundene.

Die von der Änderung des spezifischen Gewichtes begleitete Änderung anderer physikalischer Eigenschaften ist in die Augen springend. Die spröden groß kristallinischen Legierungen wurden zu Drähten gepreßt, die geschmeidig sind wie Peitschenschnur.

Jedoch auch noch bei einem andern Vorgang haben wir die Veränderlichkeit des spezifischen Gewichtes nachweisen können.

Wir haben Drähte tordiert. Tordierte Drähte zeigen in der Tat wesentlich veränderte Eigenschaften: sie werden hart und spröde und können durch Erhitzen wieder weich gemacht werden, um dann von neuem tordiert und wieder erhitzt werden zu können.

Da wir entsprechend der für genaue Dichtebestimmungen notwendigen Menge Substanz mehrere Meter lange Drähte anwenden mußten, so konnten dieselben 1000mal und darüber tordiert werden, und wurde die Torsion stets so lange fortgesetzt, bis der Draht riß. Dann wurde die Dichte bestimmt, der Draht geglüht, von neuem bestimmt und wieder tordiert.

Es ergaben sich folgende Resultate:

Tabelle IV.

Tordierte Drähte.

	Draht	Spez. Gewicht	Differenz
Gold[1]	weich	19,2322	—0,0102
	hart	19,2220	
Werkplatin	weich	21,4284	—0,0172
	hart	21,4112	
Platin (rein)	weich	21,4312	—0,0327
	hart	21,3985	
Platiniridium	weich	21,3309	—0,0159
	hart	21,3150	
Nickel	weich	8,8412	—0,0139
	hart	8,8273	

Auch hier wiederholt sich also die Beobachtung der Veränderlichkeit der spezifischen Gewichte.

Ich will, bei der beschränkten Zeit, nur noch kurz beifügen, daß wir die in der Veränderung des spezifischen Gewichtes zum Ausdruck kommende Änderung der Eigenschaften der Metalle auch noch anderweit bestätigt haben.

Wir haben nachweisen können, daß der elektrische Leitungswiderstand ein anderer ist bei harten und weichen Drähten und zwar in dem Sinne, daß in allen Fällen einem Übergang von hart in weich eine Abnahme des Widerstandes entspricht.

Hr. Spring in Lüttich hat die Potentialdifferenz für gepreßte und geglühte Drähte bestimmt, und zwar ging der Strom beim *Sn*, *Cd*, *Ag* und *Pb* von hart zu weich, beim *Bi* umgekehrt.

Wir haben gemessen die Potentialdifferenz bei tordierten und ausgeglühten Drähten, dabei ging der Strom beim *Cu*, *Ni*, *Zn* von hart zu weich, beim *Pt* und *Au* umgekehrt. Vielleicht läßt sich diese Differenz aus dem Auftreten einer Gaskette erklären.

Auch einen Unterschied in der Verdampfungsgeschwindigkeit zwischen tordierten Drähten, die leichter und geglühten Drähten, die schwerer verdampfen, haben wir in Übereinstimmung mit unseren Anschauungen konstatieren können. Wir haben auch weiter das Verhalten der gepreßten Drähte beim Walzen und Hämmern zu Band studiert, und konstatiert, daß sich auch hier deutlich individuelle Verschiedenheiten geltend machen.

Doch dies alles sei nur erwähnt, darauf hier näher einzugehen, liegt nicht in meiner Absicht.

Es genügt mir hier, die Veränderlichkeit des spezifischen Gewichtes an einer Vielzahl von Beispielen nachgewiesen zu haben. —

1) Die Differenz der in den verschiedenen Tabellen für den gleichen Stoff angegebenen spezifischen Gewichte darf nicht wundernehmen, da es sich um individuelle Verschiedenheiten handelt. Wir haben ja nicht mit absolut reinen Substanzen gearbeitet.

Aber wie ist das! wäre damit nicht gesagt, daß all den hier besprochenen Metallen mindestens zwei spezifische Gewichte zukämen?

Ja und nein! —

Wir müssen uns nur an den Gedanken gewöhnen, daß die Materie viel weniger starr ist, als wir bisher anzunehmen geneigt waren.

Als Berzelius den Begriff „Isomerie" einführte, kannte man 13 Isomeriefälle, heut ist ihre Zahl Legion. Früher schien in der anorganischen Welt das Auftreten mehrerer Modifikationen des gleichen chemischen Individuums eine seltene Ausnahme. Jetzt kennen wir außer den altbekannten Fällen von *C* und *Si*, von *O*, *S*, *Se* und *Te*, *P* und *As*, neue Modifikationen von amorphen *C*, *Si* und *B*, gelbes *As*, auch α und β *Sb*, dazu weißes, blaues, rotes und gelbes *Ag* und blauen Schwefel. Das Zinn, von dem Prof. Cohen in Utrecht sagt, daß unsere ganze Zinnwelt beständig in Umwandlung begriffen, ist in den zwei Modifikationen weiß und grau bekannt, die ebenfalls reversibel und in ihrer Dichte um volle 22% voneinander verschieden sind. Dazu aber kennen wir noch rhombisches und tetragonales Zinn. Wir kennen α, β und γ, Eisen, das passive Eisen und Chrom, dann die kolloidalen Zustände usw.

So aufgefaßt kommen wir auch ohne Schwierigkeit über den sonst unlösbaren Widerspruch mit den zwei oder mehr spezifischen Gewichten hinweg, denn, wie schon zu Anfang gesagt, der Satz:

„Absolut reine kompakte Substanz kann nur ein spezifisches Gewicht zeigen," muß unbedingt bestehen bleiben. Wir schließen also:

„Die von uns zum ersten Male beobachtete und festgestellte Veränderlichkeit des spezifischen Gewichtes beim Ziehen, Pressen[1]), Tordieren und Walzen von Drähten ist die Folge einer durch äußere mechanische Einwirkung veranlaßten Änderung des molekularen Aufbaues der Stoffe, der allem Anschein nach zu allotropen, vielleicht wählen wir besser einen andern Ausdruck, da allotrop schon seine bestimmte Bedeutung hat, also der allem Anschein nach zu allotektonischen Modifikationen führt! —"

Ich bin am Schluß m. H., für die so sehr kursorische Darstellung bitte ich um Ihre gütige Nachsicht und nehme auch für mich Montesquieus Wort in Anspruch: „Quand vous traitez un sujet, il n'est pas nécessaire de l'épuiser, il suffit de faire penser!"

1) Die Veränderung der Dichte beim Pressen des Wismuts zu Draht hat Herr Spring bereits 1891 beobachtet.

Basel, Physikalisch-chemisches Laboratorium der Universität, den 29. Juni 1905.

(Eingegangen 13. Juli 1905.)

BESPRECHUNGEN.

Max Planck, Vorlesungen über Thermodynamik. 2. verbesserte Auflage. gr. 8. VIII u. 256 S. m. 5 Fig. Leipzig, Veit & Co. 1905. M. 7,50.

Die zweite Auflage des bekannten Werkes hat gegenüber der ersten nur unwesentliche Änderungen erfahren, die hauptsächlich in Verbesserungen der numerischen Daten und einigen Zusätzen bestehen, aber den Charakter des Werkes unberührt lassen. Die Wärmestrahlung und die daran sich anknüpfende allgemeine Auffassung der Entropie als einer Funktion der Wahrscheinlichkeit des betreffenden Zustandes beabsichtigt der Verf. in einem besonderen Buche zu behandeln. Die Vorzüge des Werkes, die wesentlich in der Einheitlichkeit und Eleganz der Darstellung wie in der Gründlichkeit der Beweisführung liegen, sind so bekannt, daß wohl nur auf die Tatsache des Erscheinens der zweiten Auflage hingewiesen zu werden braucht.

V. Rothmund.

(Eingegangen 16. März 1905.)

Julius Weil, Elektrizität gegen Feuersgefahr. Handbuch der elektrischen Feuerpolizei und Sicherheitstelegraphie. gr. 8. 227 S. mit 270 Abbildungen. Leipzig, Theodor Thomas. 1905. M. 7,50.

Das Buch ist, wie aus dem Titel hervorvorgeht, hauptsächlich bestimmt für Beamte der Feuerwehr und Feuerpolizei und enthält, ganz elementar geschrieben, durch zahlreiche gute Bilder erläutert, hauptsächlich Beschreibungen der gewöhnlichen und automatischen Feuermelder, der Signalapparate auf den Stationen und Wachen, elektrischer Fahrzeuge, Pumpen und Spritzen, der Feuersicherheitsanlagen in Theatern und Warenhäusern, der Feuermeldeanlagen in verschiedenen größeren Städten. Ein Kapitel enthält Vorschriften für die Feuerwehr, wenn sie mit Starkstromleitungen in Berührung kommt, ein anderes wendet sich gegen die viel verbreitete Ansicht, daß elektrische Anlagen besonders feuergefährlich seien und ein „Kurzschluß" häufig die Brandursache sei.

M. Reich.

(Eingegangen 15. März 1905.)

Deutscher Kalender für Elektrotechniker, herausgegeben von F. Uppenborn. 22. Jahrgang

1905. Zwei Teile. 8. VIII u. 410 S. u. VI u. 377 S. mit 328 Figuren und 5 Tafeln. München und Berlin, R. Oldenbourg. 1905. M. 5,—.

Wie in vergangenem Jahre ist auch diesmal der allbekannte und beliebte Kalender durch eine Reihe von Aufsätzen vermehrt worden, so daß er in einzelnen Teilen beinahe mehr den Charakter eines kleinen Lehrbuches annimmt. Durch seine zahlreichen Tabellen jeglicher Art sowie die Reichhaltigkeit in Angaben von Meß- und Prüfungsmethoden eignet er sich vorzüglich als Nachschlagewerk und wird die Zahl seiner Freunde sicher noch vermehren. M. Reich.

(Eingegangen 15. März 1905.)

Rudolf Krause, Die gebräuchlichen Wechselstromwickelungen der Ein- und Mehrphasen-Maschinen. gr. 8. 33 S. mit 8 Tafeln und 15 Figuren im Text. Mittweida, Polytechnische Buchhandlung (R. Schulze). 1904. M. 3,—.

In diesem Buche wird an guten, sehr anschaulichen Figuren das Charakteristische der verschiedenen Wickelungsarten von Wechselstrommaschinen erklärt und die Berechnung einiger auf beigefügten Tafeln konstruierter Motoren und Generatoren durchgeführt. Das Buch ist als Hilfsmittel für Konstruktionsübungen gedacht und wird als solches jedenfalls gute Dienste leisten. M. Reich.

(Eingegangen 15. März 1905.)

F. Klein und E. Riecke, Neue Beiträge zur Frage des mathematischen und physikalischen Unterrichts an den höheren Schulen. Vorträge gehalten bei Gelegenheit des Ferienkurses für Oberlehrer der Mathematik und Physik, Göttingen, Ostern 1904. gr. 8. VII u. 190 S. m. 6 Fig. sowie VI u. 198 S. m. 151 Fig. und 5 Doppeltafeln. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1904. gebdn. M. 8,60.

Das Buch enthält außer dem Kleinschen Vortrag über die Umgestaltung des mathematischen Unterrichts, den physikalischen von Riecke, Behrendsen, Stark, Bose und dem Schwarzschildschen über Astronomie, über die an dieser Stelle bereits berichtet ist[1]), als II. Teil Vorträge von Schilling „Über die Anwendungen der darstellenden Geometrie, insbesondere die Photogrammetrie".

Durch die Lehrpläne von 1901 ist für die höheren Schulen in den oberen Klassen Anleitung zum perspektivischen Zeichnen, für die Realanstalten auch die Grundlehren der darstellenden Geometrie zur Lehraufgabe gemacht. Außerdem wird betont, daß die Mathematik mit Gebieten des praktischen Lebens, besonders aber der Physik zu verknüpfen ist. Schilling weist in seinen Vorträgen nach, daß diese Verknüpfung sich gerade in der darstellenden Geometrie vortrefflich durchführen läßt. Außerordentlich reich ist der beigebrachte Stoff.

Im weitesten Sinne wird darstellende Geometrie gefaßt als „diejenigen Theorien, wie man von räumlichen oder ebenen geometrischen Gebilden Abbilder, sei es in der Zeichenebene, sei es auch im Modell, entwerfen, an diesen Konstruktionen gesuchter Elemente auf Grund logischer Überlegungen ausführen oder die Eigenschaften der Gebilde selbst wissenschaftlich studieren kann". Daher werden hierher z. B. auch gerechnet die graphische Auflösung von Gleichungen, Theorie der Rechenblätter, die geometrisch optischen Täuschungen.

Die Aufgaben sind zum großen Teil derart gewählt, daß sie sich unmittelbar auch für die Schule verwenden lassen, andererseits jedoch ist der Gesamtstoff viel reichhaltiger, als er im Schulbetrieb behandelt werden kann, soll es aber nach des Verfassers Absicht auch sein, um dem Lehrer selbst für eigene Studien Anregung zu gewähren und ihm so zugleich die für ein ersprießliches Unterrichten nötige Fähigkeit zu geben, sich über das im Unterricht zu Verarbeitende zu stellen. Reiche Anregung wird aber auch jeder andere in dem Buche finden, nicht nur der Mathematiklehrer. Aus den verschiedensten Gebieten werden Aufgaben entnommen, so aus analytischer Geometrie und Stereometrie, wodurch diese zwei für den Schüler oft völlig getrennten Zweige der Mathematik in enge Beziehung gesetzt werden. Ferner liefern Anwendungen unter anderem die Kinematik, Physik, Geodäsie, Astronomie, Kunst und Technik. Man erkennt sogleich die Vielseitigkeit. Teils ausführlicher, teils nur mehr andeutungsweise werden die Lösungen gegeben. Es kann kein Zweifel bestehen, daß durch eine Behandlungsweise der darstellenden Geometrie, wie der Verfasser sie hier vorschlägt, zunächst der ganze mathematische Unterricht eine starke Belebung erfahren muß, die dann aber auch — eben wegen der zahlreichen Beziehungen zu wesentlich ganz anderen Gebieten — dem gesamten übrigen Unterricht zugute kommt.

Ein ausführlicherer Abschnitt ist der Photogrammetrie gewidmet, der Aufgabe, aus einer oder mehreren gegebenen Perspektiven eines räumlichen Gebildes seinen Grund- und Aufriß zu bestimmen. Während in den übrigen Abschnitten nur die wichtigsten Sätze vorausgeschickt werden, wegen der Begründung auf einschlägige Werke verwiesen wird, stellt der Verfasser hier eine kurze Theorie voran, die durchaus elementar gehalten ist und darum ohne weiteres in der Schule dem Unterricht zugrunde gelegt werden kann. Eine Reihe von ausführlich gelösten Aufgaben verdeutlicht die Theorie. Anwendungen aus Malerei, Architektur, Geodäsie und Astronomie geben auch hier wieder

1) Diese Zeitschr. **6**, 61 u. 159, 1905.

ausgezeichnete Beispiele, wie jene Verknüpfung zu erreichen ist. Hier ist die Mathematik nicht mehr jene abstrakte Wissenschaft, die mit dem Leben nichts zu tun hat, wie sie dem Schüler gar zu leicht erscheint, hier ist wirkliches Leben. Der Abschnitt schließt mit einer kurzen Besprechung photogrammetrischer Apparate. Ein Anhang bespricht die Vorteile eines Projektionsapparates im mathematischen Unterricht.

Eine umfassende Literaturübersicht bei jedem der besprochenen Gebiete erleichtert ein eingehenderes Studium.

Hervorzuheben sind schließlich noch die schönen, klaren Figuren und Abbildungen.

H. Kochan.

(Eingegangen 19. März 1905.)

E. Rosenthal, Über die elastische Nachwirkung bei Aneroid-Barographen. Bull. Akad. Imp. de St. Petersburg **19**, Nr. 3, 115—170. 1903.

Die Aufgabe, den Einfluß der elastischen Nachwirkung quantitativ zu bestimmen, tritt wohl bei keiner Instrumentengattung so sehr in den Vordergrund, wie bei den im Titel genannten. Namentlich seitdem die wissenschaftliche Aeronautik zur Entwicklung kam, empfindet man die Unsicherheit, mit der wir die zu den übrigen Beobachtungen gehörigen Höhenlagen ermitteln können, so daß viele Messungsergebnisse tatsächlich in der Luft schweben.

Auf irgendeinem theoretischen, allgemein gültigen Wege den tatsächlichen elastischen Nachwirkungen auch quantitativ nachzugehen, hat man schon bei einfacheren Apparaten als denen der Dosenbarometer aufgegeben und wohl die Vorstellung gebildet, daß diese quantitativen Verhältnisse ganz individuelle seien und von Fall zu Fall verschieden.

Mit um so größerem Interesse notieren wir eins der Resultate des Verfassers, wonach zunächst verschiedene Instrumente derselben Bauart, sodann aber auch andere Konstruktionen in bezug auf ihr Verhalten in unserer Frage gar nicht so sehr voneinander abweichen.

Das für den Praktiker wesentlichste Ergebnis ist jedoch die Möglichkeit, jedem Barographen auf Grund einer Prüfung im Laboratorium und nach einem für alle Apparate der Art gleichen Verfahren eine Skala zuzuordnen, die den Fehler durch die elastische Nachwirkung auf die Schwelle der Beobachtungsungenauigkeit durch die übrigen Fehlerquellen hinabdrückt.

Bei Verfolgung dieses Zieles lehnt sich der Verfasser vielfach an eine ältere Studie von Chree an.

Zunächst wird eine vorläufige Skala eingeführt, sodann diese auf die Grundskala des Instruments reduziert.

Die vorläufige Skala ist die Mittellinie zwischen dem nach oben konkaven Kurvenbogen für steigenden Druck und dem nach oben konvexen für fallenden Druck. Die Abweichungen der halben Differenz der Kurvenordinaten beider Zweige mit der relativen Druckänderung ist die eine untersuchte Funktion, welche die vorläufige Skala festsetzt, die Abhängigkeit der Summe der halben Ordinaten von dem Druckintervall des Versuches die andere. Diese vorläufige Skala gilt eben für die speziellen Umstände des Versuches; sie wird allgemeingültig gemacht und führt so zur Grundskala des Instruments resp. der Instrumentengattung.

Der Einfluß der Nachwirkung ist durch sehr viele Umstände gegeben, nämlich durch Anfangswert des Druckes, ganzes Druckintervall, Tempo der Druckänderung und Dauer der Ruhezeit nach Durchlaufen des Druckintervalls. Der Verfasser weiß aber Größen so zu definieren, daß auf sie nur eines oder zwei dieser Momente wirksam werden. Namentlich durch die Einführung der mittleren Differenz der Ordinaten der beiden Kurvenzweige bei $+$ und $-\triangle p$, einer Größe, die von dem Tempo unabhängig ist, solange dies gleichmäßig erhalten wird, vereinfachen sich die Verhältnisse recht bedeutend. So wird diese Funktion z. B. linear abhängig von der absoluten Größe des Gesamtdruckintervalls. Etwas weniger befriedigend ist die Reduktion der vorläufigen auf die Grundskala, hier sind quadratische Glieder des Tempos zu benutzen.

Da wegen der Schwierigkeit der Benennung oder auch nur Bezeichnung der Hilfsfunktionen es dem Referenten nicht möglich ist, die einzelnen Schritte der Überlegung hier zu rekapitulieren, so sei es ihm nur noch gestattet, darauf hinzuweisen, daß die Untersuchungsart des Verfassers für die empirische Erfahrung der elastischen Nachwirkung überhaupt von praktischem Werte erscheint. Auf jeden Fall ist die Möglichkeit dargetan und ein Verfahren angegeben, wie bei Barographen die elastische Nachwirkung so genau erhalten wird, daß die Genauigkeit der Wertentnahme 0,5 bis 1,0 mm betrage.

A. Nippoldt.

(Eingegangen 18. März 1905.)

Wilhelm Foerster, Astrometrie oder die Lehre von der Ortsbestimmung im Himmelsraume, zugleich als Grundlage aller Zeit- und Raummessung. I. Heft: Die Sphärik und die Koordinatensysteme, sowie die Bezeichnungen und die sphärischen Koordinatenmessungen. gr. 8. 160 S. Berlin, Georg Reimer. 1905. M. 4.—.

Unter Astrometrie, einer Bezeichnung, die sich in neuerer Zeit mehr und mehr einzubürgern scheint, versteht der Verfasser die Lehre von den Maßbestimmungen der makrokosmischen Konfigurationen und ihrer Veränderungen, im wesentlichen also das, was man bisher als sphärische Astronomie zu bezeichnen pflegte. Abweichend von der sonst üblichen Methode stützt sich des Verfassers Darstellung nicht auf die beiden Grundebenen, Horizont und Äquator, er begründet vielmehr die Beziehungen der sphärischen Polarkoordinaten der Objekte auf zwei Fixpunkte, die er Polpunkt und Leitpunkt nennt. Dem Inhalte nach kann natürlich im wesentlichen kaum etwas Neues geboten werden, doch gewährt es einen eigenen Reiz, bekannte Resultate in strengerer und allgemeinerer Form als bisher abgeleitet zu sehen. Das vorliegende Heft beschäftigt sich mit den grundlegenden Definitionen, den Koordinatensystemen und den sphärischen Koordinatenmessungen, wobei die Theorie der beiden Hauptinstrumente der Astrometrie, des Äquatorials und des Universalinstrumentes gegeben wird. Das Werk soll in freier Folge ähnlicher Hefte fortgesetzt werden. E. Przybyllok.

(Eingegangen 27. März 1905.)

C. Jelineks Anleitung zur Ausführung meteorologischer Beobachtungen nebst einer Sammlung von Hilfstafeln in zwei Teilen. 5. umgearbeitete Auflage. Herausgegeben von der Direktion der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik. Erster Teil. Anleitung zur Ausführung meteorologischer Beobachtungen an Stationen I. bis IV. Ordnung. 8. IX u. 127 S. mit 4 Wolkentafeln und 37 Figuren im Texte. Wien 1905. Leipzig, W. Engelmann. M. 2.—.

Da diese Anleitung hauptsächlich für die Beobachter der österreichischen meteorologischen Stationen bestimmt ist, so fordert sie von vornherein zu einem Vergleiche mit der vom kgl. preußischen meteorologischen Institut herausgegebenen Instruktion heraus. Von dieser unterscheidet sie sich hauptsächlich durch ihre Reichhaltigkeit, indem sie nicht bloß Beschreibung und Anweisung zum Gebrauch auch der nicht unumgänglich notwendigen Instrumente bringt, andererseits verschiedene Konstruktionen derselben Instrumentengattung. Insbesondere finden auch die einfacheren registrierenden Instrumente Beachtung. Als sehr wertvoll ist zu bezeichnen die Beigabe von vier Tafeln aus dem internationalen Wolkenatlas, die die hauptsächlichsten Wolkenformen zeigen. Ein Kapitel ist den Erdbebenbeobachtungen gewidmet, die bei der Häufigkeit dieser Erscheinungen in Österreich natürlich von größerer Wichtigkeit sind, als in Deutschland. Der zweite Teil der Anleitung wird außer einer größeren Sammlung von Hilfstafeln eine meteorologische Instrumentenkunde bringen, in der dann alle die Instrumente aufgeführt werden, welche gewöhnlich nur an den Zentralobservatorien und Stationen 1. Ordnung Verwendung finden.

E. Przybyllok.

(Eingegangen 27. März 1905.)

R. Börnstein, Unterhaltungen über das Wetter. Fragen und Antworten. 8. 48 S. mit einer Wetterkarte. Berlin, Paul Parey. 1905. M. —.80.

Der Verfasser will in dieser gemeinverständlich gehaltenen und für einen weiteren Leserkreis bestimmten Broschüre einen kurzen Überblick über Ziele und Ergebnisse der neueren Wetterkunde geben. Besondere Berücksichtigung findet, den Bedürfnissen der Praxis entsprechend, die Prognose auf Grund der Wetterkarte. Das Schriftchen wird seine Aufgabe recht gut erfüllen, und es ist ihm eine weitere Verbreitung zu wünschen, wozu der niedrige Preis nicht unwesentlich beitragen dürfte.

E. Przybyllok.

(Eingegangen 27. März 1905.)

G. H. Darwin, Ebbe und Flut sowie verwandte Erscheinungen im Sonnensystem. Autorisierte deutsche Ausgabe nach der zweiten englischen Auflage von A. Pockels. Mit einem Einführungswort von G. v. Neumayer. 8. XXII u. 344 S. mit 43 Abbildungen im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1902. Gebunden M. 6.80.

In diesem Buche hat Darwin den Versuch gemacht, dem gebildeten Laien ohne mathematische Erörterungen einen Gegenstand klarzulegen, für dessen Studium der Fachmann einer größeren Summe mathematischer Kenntnisse bedarf und das wohl zu den schwierigsten Kapiteln der Geophysik gezählt werden muß. Der Umstand, daß für das englische Original bereits eine zweite Auflage nötig wurde, beweist, daß dieser Versuch gelungen ist. Die deutsche Übersetzung war aber auch darum eine sehr dankbare und lohnende Aufgabe, als in unseren populären Lehrbüchern der Astronomie die Gezeiten sehr knapp und dürftig behandelt zu sein pflegen. Hier finden wir eine eingehende Darstellung der Ebbe und Flut, wie sie sich im Ozean sowohl wie in Flüssen zu zeigen pflegt. Auch die Niveauschwankungen, die man in Seen beobachtet hat, die sogenannten Seiches, finden gebührende Berücksichtigung. Die Abweichung der Lotlinie und die elastische Deformation der Erdoberfläche,

die mit den Gezeiten eng zusammenhängen, sind in leicht faßlicher Form behandelt. Der schwierigste Punkt dürfte wohl für den den Stoff nicht völlig beherrschenden Leser das Kapitel über harmonische Analyse sein. Verfasser geht dann zu der Verwertung der Gezeitenbeobachtungen über, zu ihrer Voraussagung. Hieran schließen sich noch einige Ausblicke auf verwandte kosmogonische Probleme. Dem Fachmann wird das am Schlusse jedes Kapitels angeführte Literaturverzeichnis von Wert sein. Das Buch bildet somit schon ein Mittelding zwischen einem populären Werk und einem Fachwerk, doch wird es jedem Gebildeten warm zur Lektüre empfohlen werden können. In unserer deutschen Literatur haben wir über diese Gegenstände kaum eine Schrift, die sich dem Darwinschen Buche auch nur an die Seite stellen könnte. E. Przybyllok.

(Eingegangen 27. März 1905.)

F. Linke, Luftelektrische Messungen bei zwölf Ballonfahrten. (Abhandlungen der kgl. Gesellschaft d. Wissenschaften zu Göttingen. Mathemat.-physikal. Klasse. Neue Folge, Band III, Nr. 5.) Quart. 90 S. mit 4 Tafeln. Berlin, Weidmannsche Buchh. 1904. M. 6.—.

Verfasser hat bei zwölf Ballonfahrten während der Jahre 1900 bis 1903 luftelektrische Messungen angestellt und ihre Ergebnisse näher untersucht. Zur Messung des Potentialgefälles sind mit einer Ausnahme stets Tropfkollektoren verwendet worden, zur Messung der Elektrizitätszerstreuung der Elster und Geitelsche Apparat. Die Untersuchungen bestätigen zunächst die Resultate früherer Ballonfahrten, daß das normale Potentialgefälle nach oben gerechnet positiv ist und mit der Höhe abnimmt. Weiterhin zeigt sich, daß Unstetigkeiten im Verhalten der meteorologischen Elemente, vorzüglich der Temperatur, Hand in Hand gehen mit Unstetigkeiten im Potentialgefälle und der Elektrizitätszerstreuung. Der Verfasser erklärt diese Erscheinung durch das Auftreten von Dunstschichten und begründet seine Ansicht in durchaus einwandfreier Weise. Von besonderem Interesse dürfte der Versuch des Verfassers sein, die Störung, die ein elektrisch leitender Ballon auf ein homogenes Feld ausübt, rechnerisch zu bestimmen. E. Przybyllok.

(Eingegangen 27. März 1905.)

Hans Wagner, Die Dampfturbinen. Ihre Theorie, Konstruktion und Betrieb. Lex. 8. VI u. 146 S. mit 150 Abbildungen und 1 Tafel. Hannover, Gebr. Jänecke. 1904. In Leinen gebunden M. 8,—.

Das Buch zerfällt in drei Teile, von denen der erste von der Theorie der Dampfturbine, der zweite von ihrer Konstruktion handelt, während der dritte sie im Betriebe beschreibt.

Der erste Teil, die Dampfturbinentheorie, ist dem Verfasser nicht recht gelungen. Trotz starker Anlehnung an Stodola und Zeuner sind ihm an verschiedenen Stellen Fehler untergelaufen, z. B. die Verwechslung von $p\,dv$ mit $v\,dp$. Auch über die Größe des in den Überdruckturbinen verwendeten Reaktionsgrades ist der Verfasser sich nicht klar.

Der zweite Teil, die Konstruktion der Dampfturbine, zerfällt in drei Abschnitte, von denen der erste über Turbinendetails handelt. Auch er enthält in den Festigkeitsberechnungen, die sich oft sehr eng an Stodola anschließen, einige recht störende Fehler. Interessant ist dagegen der Paragraph über Abdichtungen, in dem eigene Versuche des Verfassers besprochen werden.

Kurz und recht klar, dabei mit guten Figuren versehen ist der 2. Abschnitt des 2. Teiles, der eine Übersicht über die wichtigsten Dampfturbinensysteme gibt. Besonderes Interesse erweckt die Besprechung der Dampfturbinen der Maschinenbau-Aktiengesellschaft „Union", in welcher zum ersten Male der Dampf in einer Hochdruck-Aktionsturbine (ungefähr Riedler-Stumpf) und dann in einer Niederdruck-Reaktionsturbine (ungefähr Parsons) ausgenutzt wird.

Der dritte Teil, die Dampfturbine im Betriebe, handelt von Regulierungen, Kondensationseinrichtungen, Ökonomie und Anwendungsgebieten der Dampfturbinen.

Das Werk will vom Standpunkt des „Turbinenpraktikers" geschrieben sein und sich den „Bedürfnissen der Turbinenpraxis" anpassen. Nun steckt aber die Turbinenpraxis noch recht in den Kinderschuhen und von den Erfahrungen, die einige wenige Firmen sich teuer genug erkauft haben, kommt kaum etwas in die Literatur. Auch dem Verfasser scheint nicht viel davon zu Gebote gestanden zu haben. Da ist es denn sehr erklärlich, daß das vorliegende Buch seinen Zweck nicht vollständig erreichen konnte und mit wenigen Ausnahmen nur das wiedergibt, was in der Originalliteratur schon exakter und ausführlicher abgehandelt wurde. Ingenieure, welche sich mit der Konstruktion von Dampfturbinen befassen, werden daher dies Werk kaum zu Rate ziehen und nach wie vor auf die Quellen angewiesen sein, wenn auch deren Studium mehr Mühe verursacht, als das des vorliegenden Werkes. Rudolf Lorenz.

(Eingegangen 29. März 1904.)

E. T. Whittaker, A treatise on the analytical dynamics of particles and rigid bodies; with an introduction to the problem of three bodies. gr. 8. Cambridge, University Press. 1904. (London, C. J. Clay and Sons.) Gebunden 12 sh. 6 d. no.

Die in England übliche Behandlung der analytischen Mechanik, welche bei uns so recht eigentlich erst durch Thomson und Taits leider unvollendet gebliebenes Lehrbuch bekannt geworden ist, unterscheidet sich nicht unwesentlich von derjenigen in Deutschland. Während man hier das Hauptgewicht auf die strenge Begründung und den Ausbau der allgemeinen Theorie, insbesondere die Diskussion der sog. Prinzipe legt, bevorzugt der Brite entschieden konkrete Einzelprobleme, deren Lösung man bei uns gern den Physikern und Ingenieuren überläßt. Schon Thomson und Tait überraschten durch die Fülle solcher Probleme, hinter der die Systematik des Ganzen fast verschwand, und Rouths umfassende „Dynamics of rigid bodies" zerfällt geradezu in eine Anzahl nur lose zusammenhängender Abhandlungen dieser Art. Natürlich setzt das Studium dieser Werke schon eine gewisse Vertrautheit mit den Elementen der Mechanik und vor allem eine ziemlich weitgehende Beherrschung der mathematischen Analyse einschließlich der Variationsrechnung voraus. Sie können mithin für Anfänger nicht in Betracht kommen und dies gilt auch für das vorliegende Buch von Whittaker, obwohl der logische Aufbau des Stoffes dessen Lektüre gegenüber den obengenannten Schriften, mit denen es eine reiche Auswahl von Anwendungen und Beispielen gemein hat, sehr erleichtert. Der Inhalt des Buches und seine durch den Wegfall aller Figuren (analog Lagrange) scharf gekennzeichnete analytische Behandlung erhellt aus den folgenden Kapitelüberschriften: Kinematische Vorbemerkungen, Bewegungsgleichungen, Integrationsprinzipien, Lösbare Probleme der Punktmechanik, Dynamische Konstanten der Körper, Lösbare Probleme der Mechanik starrer Körper, Schwingungstheorie, nicht holonome und dissipative Systeme, Prinzipe von Hamilton und Gauß, Hamiltons Bewegungsgleichungen und ihrer Integral-Invarianten, Transformationen, Eigenschaften der Integrale dynamischer Differentialgleichungen, Die Reduktion des Dreikörperproblems, Theoreme von Bruns und Poincaré, Allgemeine Theorie der Bahnen, Integration durch periodische Reihen.

Das ganze Werk, in dem auch zahlreiche nichtenglische Arbeiten neuesten Datums berücksichtigt wurden, ist bei aller Gedrängtheit außerordentlich klar geschrieben; für den Wert, der auf möglichst anschaulich formulierte Kriterien gelegt wird, möge dasjenige für die Bahn eines Himmelskörpers um ein Gravitationszentrum angeführt werden (S. 87): Es ergibt sich eine Ellipse, Parabel oder Hyperbel, wenn die Geschwindigkeit des Körpers in der Anfangsstellung kleiner, gleich oder größer ist als die Fallgeschwindigkeit aus der Ruhelage im Unendlichen. Leider verbietet der Raum, auf weitere Einzelheiten, von denen ich nur noch die elegante Darstellung der „dissipativen Systeme" erwähnen möchte, einzugehen. Das Werk lohnt in allen seinen Teilen reichlich die Mühe des darauf verwandten Studiums und würde eine Übersetzung ins Deutsche wohl verdienen.

H. Lorenz.

(Eingegangen 29. März 1904).

Ernst Mach, Die Mechanik in ihrer Entwickelung historisch-kritisch dargestellt. 5. verb. u. verm. Auflage. (Internationale wissenschaftliche Bibliothek 59. Bd.) 8. XVI u. 561 S. mit 257 Abbildungen. Leipzig, F. A. Brockhaus. 1904. M. 8,—. Gebunden M. 9,—.

Mit großer Genugtuung wird man jede neue Auflage des klassischen Werkes von Mach begrüßen, da sie Zeugnis ablegt von dem steigenden Interesse für eine tiefere Auffassung der Mechanik als Grundlage aller Naturwissenschaft. Auf den Inhalt und die Tendenz des Buches näher einzugehen, erübrigt sich angesichts seiner großen Verbreitung; es genügt vielmehr darauf hinzuweisen, daß der Verfasser wiederum mit unermüdlichem Fleiße alle neueren Erscheinungen verfolgt und soweit angängig, ihre Ergebnisse in der neuen Auflage verarbeitet hat.

H. Lorenz.

(Eingegangen 29. März 1904.)

J. Swinburne, Entropy; or Thermodynamics from an engineer's standpoint. London, Constable & Co. 1904.

„Ein neuer Weg zu einem alten Ziel kann nicht schaden, sondern eröffnet neue Blicke und ist deshalb oft von großem Nutzen."

Mit diesem Satze verficht Swinburne die Berechtigung seines Werkes und seine Absicht, ein schwieriges Gebiet der Thermodynamik neu zu behandeln. Das Werk ist eine erweiterte Ausgabe einer Reihe von Aufsätzen, die Swinburne unter demselben Titel im „Engineering" 1903 veröffentlicht hat. Der Verfasser bemüht sich, dem besprochenen Teil der Thermodynamik eine klarere und vor allem mehr einwandsfreie Gestaltung zu geben, als die meisten Lehrbücher, die nach seiner Meinung vielfach irreführende und unverständliche Ausführungen enthalten; insbesondere der Begriff der Entropie sei kaum irgendwo richtig umschrieben und dargestellt. Durch einseitige Behandlung

und Bevorzugung von umkehrbaren Kreisprozessen würden für allgemeine und wirklich vorkommende Fälle unzulässige Schlüsse über das Wesen der Entropie, die numerische Größe ihrer Änderung und über die Eigenschaften des „Wärmediagrammes" (Swinburne bezeichnet es nach englischer Art durchwegs als „$\Theta\Phi$"-Diagramm) gezogen.

In den ersten beiden Abschnitten des Werkes wird der Unterschied zwischen der Anschauung des Verfassers und der von ihm als „orthodox" gekennzeichneten üblichen Betrachtungsweise beleuchtet. Swinburne geht davon aus zu zeigen, was Entropie nicht ist: Es ist keine Energie, kein „Wärmegewicht", und nicht dimensionsgleich dazu; Entropie ist nicht gleich dem Ausdruck $\int \frac{d\,W}{T}$ (W Wärmemenge, T absolute Temperatur), sondern tatsächlich größer; sie ist auch kein „Wärmefaktor"; das „$\Theta\Phi$"-Diagramm ist nicht ohne weiteres ein Wärmediagramm, und die Fläche desselben stellt weder die ganze Wärme eines Körpers noch die von ihm aufgenommene Wärme oder die ihm innewohnende Energie dar. Das seien alles falsche und irreführende Auffassungen, die aber in vielen Lehrbüchern (besonders über Dampfmaschinen) zu finden seien.

Entropie ist nichts anderes, als ein Maß für den Verlust, der bei nicht umkehrbaren Prozessen notwendigerweise auftritt, und Swinburne definiert sie noch so: Zunahme der Entropie ist eine Größe, welche, mit der kleinsten auftretenden und erreichbaren Temperatur multipliziert, den unvermeidlich erfolgenden Verlust an Wärmeenergie ergibt. (Dieser Verlust ist jener Teil der Wärmeenergie, welcher unwiederbringlich bei der niedrigsten benützbaren Temperatur dahin gegeben werden muß). Späterhin erläutert Swinburne noch mehrmals den Begriff der Entropie, wobei er besonders betont, daß ihre Zunahme immer größer ist, als $\int \frac{d\,W}{T}$, weil umkehrbare Prozesse niemals vorkommen. Man könnte höchstens sagen: Bei einem umkehrbaren Vorgang wird die Änderung der Entropie durch diesen Ausdruck gemessen. Bei einem gewöhnlichen, nicht umkehrbaren Vorgang ist die Änderung der Entropie aber $\Phi = \int \frac{d\,W}{T} + \Phi_u$, wobei Φ_u als die unkompensierte, nicht durch einen andern Vorgang aufgehobene Entropie bezeichnet wird. Es wird zum Schluß des Buches gezeigt, daß Φ_u nichts anderes ist, als das negative sogenannte „thermodynamische Potential", wie es von Planck, van Laar und anderen eingeführt sei; der Ausdruck sei aber sehr unglücklich gewählt.

Ausführlich bespricht Swinburne das „$\Theta\Phi$"-Diagramm für ein Gas und für Wasserdampf. Unter wiederholter Kritik der herkömmlichen Auffassung werden insbesondere auch die Nomenklatur der Thermodynamik und die verschiedenen vorgeschlagenen „Einheiten" besprochen. Bei dieser Gelegenheit wird als ein Hauptargument gegen die Anwendung des C. G. S.-Systems in der (englischen) Thermodynamik der Umstand angeführt, daß keine recht brauchbare Dampftabelle in diesem System vorhanden sei (?), wie z. B. auf der andern Seite die von Peabody oder Reeve.

Im weiteren gelangt der Verfasser zu der Einführung eines neuen Begriffes bei nicht umkehrbaren Vorgängen: „ungewonnene Leistung" (ungained work). Das ist ein Teil von verfügbarer Arbeitsleistung, die infolge der Unvollkommenheit einer Vorrichtung nicht ausgenützt worden ist. Er definiert sie als das Produkt „unkompensierte Entropie und Temperatur" ($\int \Theta_1 d\Phi_u$), und sie verhält sich bei einer Temperatur Θ_1 zum „unvermeidlichen" Verlust (bei der niedrigsten Temperatur Θ_2) wie $\Theta_1 : \Theta_2$. Beim umkehrbaren Vorgang ist alle Entropie aufgewogen, kompensiert, daher ist dort auch keine „ungewonnene Leistung" vorhanden. Von diesem Begriff ausgehend wird gezeigt, daß bei jedem nicht umkehrbaren Vorgang die Flächen des Druck- („$p\,v$")-Diagramms und des „$\Theta\Phi$"-Diagramms (in entsprechenden Maßstäben gezeichnet) nicht gleich sind, sondern daß ihr Unterschied verursacht wird von 2 Teilen, von der „ungewonnenen Arbeit" und von unvermeidlich verlorener Arbeit. Und darin liegt eine Möglichkeit der Verbesserung solcher Prozesse.

Ein Indikatordiagramm kann nur angenähert als „$p\,v$"-Diagramm betrachtet werden. Dennoch ist es nützlich, ein solches zu benützen, um daraus das „$\Theta\Phi$"-Diagramm abzuleiten mit Hilfe von Dampftabellen etc.; aus dem Vergleich der Flächen und aus der Beurteilung der unteren Temperaturgrenze des Prozesses ergeben sich dann Fingerzeige für eine Erhöhung des Wirkungsgrades. Während bei Kolbenmaschinen freilich die „ungewonnene Leistung" (bei der nichtumkehrbaren Expansion) nur sehr gering sein kann, könnte sie bei Dampfturbinen möglicherweise von größerer Bedeutung sein. Im Zusammenhang damit wird eine Anwendung dieser Anschauungsweise auf Dampfturbinen kurz besprochen.

Es folgt ein ausführliches Kapitel über Wärmeleitung und die Entropieverhältnisse dabei. Zum Schlusse dieses Abschnitts wird gezeigt, daß eine rein physikalische Definition der Entropie sich nicht geben läßt, da sie eigentlich nur eine Rechengröße, eine Funktion der Wärme und des Zustandes eines Körpers sei, die außerdem in der verschiedensten Weise ent-

steht; nur ihr Resultat ist immer dasselbe, nämlich Verlust.

Anknüpfend an die historische Entwicklung der Thermodynamik, bringt Swinburne zum Schluß noch einen Entwurf für eine neue Darstellung der Thermodynamik (er nennt sie „die Umkehrbarkeit der Thermodynamik"). Swinburne beginnt mit dem Begriff der Energie, mit den drei unmöglichen Perpet. mobil. (Verfasser unterscheidet drei; reibungsfreie unaufhörliche Bewegung ohne Arbeitsleistung gilt ihm auch als solches, wiewohl sie „theoretisch" möglich wäre.) Sodann leitet er über zu den Begriffen von Entropie und Verlust etc., wobei aber stets der nichtumkehrbare Vorgang als Normalfall, ein umkehrbarer aber als ideale Abstraktion behandelt wird. Dabei ergibt sich die Gelegenheit, auf die vorbesprochenen Ausdrücke, wie „ungewonnene Leistung", thermodynamisches Potential und andere noch einmal von allgemeinen Gesichtspunkten einzugehen. Mit einigen Bemerkungen über chemische Energie und Hinweisen auf die kinetische Gastheorie schließt Swinburne die lesenswerte Schrift, die jedenfalls manche wertvolle neue Gesichtspunkte bietet, wenn auch die wiederholten Angriffe und scharfen Urteile über die bisherige Literatur nicht immer gerechtfertigt sein mögen.

A. Pröll.

(Eingegangen 29. März 1904.)

M. Abraham, Theorie der Elektrizität. I. Band: Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität. Mit einem einleitenden Abschnitte über das Rechnen mit Vektorgrößen in der Physik von A. Föppl. 2. vollst. umgearb. Auflage herausgeg. von M. Abraham. gr. 8. XVIII u. 443 S. mit 11 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. Gebunden in Leinen M. 12.—.

Das vorliegende Lehrbuch der Elektrizität darf ohne Einschränkung als erstklassige Leistung bezeichnet werden.

Es vertritt sowohl in der Bewertung der Maxwellschen Theorie den modernen Standpunkt, der in dieser Theorie die Vorstufe zu einer atomistischen, der sog. Elektronentheorie, sieht, als auch in der Form: der Verfasser bedient sich durchweg der Symbole der Vektoranalysis, die sich in der Tat zur Wiedergabe der Faradayschen Idee vom Kraftfluß am besten eignet.

Demgemäß gibt der erste Abschnitt eine ausgezeichnet gelungene knappe, klare und präzise Einführung in die Theorie der Vektoren und Vektorfelder. Derjenige, der diesen Abschnitt (122 Seiten) gewissenhaft durchgearbeitet hat, — das allerdings ist die notwendige Voraussetzung —, wird bei weiterem Studium des Werkes dem Urteile des Verfassers zustimmen, daß es sich im Hinblick auf die erzielte Eleganz und Prägnanz der Mühe lohnt, Vektoranalysis zu treiben.

Der zweite Abschnitt behandelt das elektrostatische Feld in den vier Kapiteln: das elektrische Feld im Luftraume (Äther); Dielektrika; Energie und ponderomotorische Kräfte des elektrischen Feldes; der elektrische Strom.

Der dritte Abschnitt behandelt das elektromagnetische Feld; in dem ersten, die magnetischen Vektoren betreffenden Kapitel, werden die sog. Maxwellschen Gleichungen abgeleitet, im folgenden auf die Elektrodynamik quasistationärer Ströme und besonders auf elektrische Resonanz, elektrische und magnetische Koppelung im Anschluß an M. Wien, angewendet. Das dritte Kapitel endlich bringt die Diskussion der für die Maxwellsche Theorie charakteristischen Erscheinung, der elektrischen Wellen. Hier finden u. a. die Hagen-Rubensschen Versuche über das Reflexionsvermögen der Metalle ihren Platz, die die Gültigkeit der einfachen Maxwellschen Theorie bis zu Wellen von ca. 10 μ herab erwiesen haben.

Der letzte Abschnitt: „Weiterer Ausbau der Theorie" bringt im 1. Kapitel die ferromagnetischen Körper und leitet im zweiten (Elektrodynamik für bewegte Körper) zur Elektronentheorie über, der der 2. Band gewidmet sein soll. Hier, wie überall, ist die wunderbar klare Formulierung und das glückliche Herausgreifen des springenden Punktes zu erwähnen: die Diskussion der Hertzschen Gleichungen für bewegte Körper — im Gegensatze zu den Gleichungen der Lorentzschen Elektrodynamik — bildet dafür ein glänzendes Beispiel.

Endlich möchte ich noch hervorheben — was man infolge der Sprödigkeit des Stoffes in den meisten derartigen Werken vermissen muß — daß die Form der Darstellung wie Handhabung der Sprache mustergültig ist.

Wir dürfen dem 2. Bande mit den größten Erwartungen entgegensehen.

Clem. Schaefer.

(Eingegangen 12. April 1905.)

J. Classen, Theorie der Elektrizität und des Magnetismus. II. Band: Magnetismus und Elektromagnetismus. (Sammlung Schubert 42. Band.) 8. IX u. 251 S. mit 53 Figuren. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1904. M. 7.—.

In dem vorliegenden Bändchen bringt der Verfasser die Theorie der Elektrizität und des Magnetismus zum Abschlusse; die Darstellung ist überall klar und zuverlässig. Besonders gefallen haben mir die Kapitel 7 bis 9, in denen nach dem Vorgange Föppls zunächst

aus wenigen Erfahrungstatsachen die Maxwellschen Gleichungen abgeleitet werden, die ja nach Hertz das Wesentliche der Theorie Maxwells bilden. Dementsprechend ist im folgenden der Gedankengang der Hertzschen Arbeit „Über die Grundgleichungen der Elektrodynamik für ruhende Körper" eingeschlagen, den der Verfasser mit Recht als den einheitlichsten, systematischsten und übersichtlichsten bezeichnet. Clem. Schaefer.

(Eingegangen 12. April 1905.)

A. H. Bucherer, Mathematische Einführung in die Elektronentheorie. gr. 8. IV u. 148 S. mit 14 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. Gebunden in Leinwand M. 3.20.

Ein kurzgefaßtes Lehrbuch der Elektronentheorie wird in diesem Moment allen Physikern willkommen sein. Das Ziel des Verfassers, „eine einfache, möglichst klare Darstellung der mathematischen Grundlagen" zu schreiben, dürfte im großen und ganzen erreicht sein; nur könnte im Punkte der Klarheit bei einer Neuauflage wohl noch mehr geschehen. Außerdem wäre es wünschenswert, wenn der Verfasser sich, was die Schreibweise von Vektorsymbolen angeht, mit derjenigen der mathematischen Enzyklopädie in Übereinstimmung setzte, so namentlich das Vektorprodukt statt durch V durch [ ] andeutete. Zu loben ist es, daß das Buch physikalischen Charakters ist; doch müßten diese Partien, zum Beispiel die im Entwurf gute Einleitung, m. E. noch systematischer gearbeitet werden; ein Lernender wird sonst, wie ich fürchte, wenig Nutzen davon haben.

Clem. Schaefer.

(Eingegangen 12. April 1905.)

C. F. Gauß, Allgemeine Grundlagen einer Theorie der Gestalt von Flüssigkeiten im Zustand des Gleichgewichts. Übersetzt von R. H. Weber. Herausgegeben von H. Weber. (Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Nr. 135.) 8 u. 73 S. mit 1 Fig. im Text. Leipzig, W. Engelmann. 1903. M. 1,20.

Die Aufnahme der für die Theorie der Kapillarität grundlegenden Abhandlung von Gauß in die Ostwaldsche Sammlung begrüßen wir mit Freude; ist doch diese Abhandlung durch ihre Klarheit in der Formulierung der Grundhypothesen und ihre Sorgfalt in der Entwicklung der Folgerungen noch heute vorbildlich.

M. Abraham.

(Eingegangen 5. Mai 1905.)

Berichtigung.

Zu meinem Aufsatze „Optische Methoden zur Messung hoher Temperaturen"[1] habe ich berichtigend zu bemerken: Die von mir S. 457, Spalte 1 gemachten und der Arbeit der Herren Day and Van Orstrand entnommenen Angaben sind insofern irrig, als die Abhängigkeit der „Konstanten" c_1 und c_2 des Wienschen Gesetzes von der Wellenlänge von den Herren Lummer und Pringsheim gemeinsam gefunden worden ist. Die betreffende Publikation, in welcher sich auch die Daten meiner Tabelle 6 finden, ist in den Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1899 erschienen.[2] Herrn Prof. Pringsheim danke ich für seinen freundlichen Hinweis auf diesen Irrtum.

1) Diese Zeitschr. **6**, 450—464, 1905.

2) O. Lummer und E. Pringsheim, Die Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers. Verh. d. D. Phys. Ges. **1**, 23—41, 1899.

Berlin-Schöneberg, 3. August 1905.

Max Iklé.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der Privatdozent für Mathematik an der Universität Göttingen, Dr. Otto Blumenthal, ist unter Verleihung des Professortitels als Dozent an die Technische Hochschule in Aachen berufen worden.

Dem Privatdozenten für Chemie an der Berliner Universität, Dr. phil. Arthur Rosenheim, ist der Professortitel verliehen worden.

Eisenbahnbaumeister Dank in Metz hat einen Ruf als o. Professor an die Technische Hochschule in Aachen erhalten. — Der Oberbibliothekar und Mathematikprofessor Dr. R. Haußner an der Technischen Hochschule in Karlsruhe hat einen Ruf nach Jena angenommen. — Der Professor für darstellende Geometrie Dr. F. Schur hat einen Ruf an die Technische Hochschule in Berlin erhalten, ihn aber abgelehnt.

Die Barnard-Medaille, die von der Columbia-Universität in New York vergeben wird, ist diesmal dem französischen Physiker Henri Becquerel verliehen worden.

An der deutschen Technischen Hochschule in Brünn tritt zu Ende des laufenden Studienjahres der ordentliche Professor der Mechanik Karl Hellmer in den Ruhestand.

Im Alter von 87 Jahren starb am 2. Juli in Budapest der Mathematiker und Geodät, emeritierter Professor des dortigen Polytechnikums Stephan Krusper, ordentliches Mitglied der ungarischen Akademie der Wissenschaften.

Gesuche.

Tüchtiger Physiker

für die Meßinstrumenten-Abteilung unserer Apparatefabrik baldigst **gesucht.** — Gefl. Angebote mit Bildungsgang, Gehalts-Ansprüchen etc. erbeten an

Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft Apparatefabrik Berlin N. 31, Ackerstr. 71/76.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.